



HAL
open science

Etude expérimentale de la convection naturelle en canal vertical à flux de chaleur imposé : application au rafraîchissement passif de composants actifs de l'enveloppe des bâtiments

Christophe Daverat

► To cite this version:

Christophe Daverat. Etude expérimentale de la convection naturelle en canal vertical à flux de chaleur imposé : application au rafraîchissement passif de composants actifs de l'enveloppe des bâtiments. Autre [cond-mat.other]. INSA de Lyon, 2012. Français. NNT : 2012ISAL0093 . tel-00782327

HAL Id: tel-00782327

<https://theses.hal.science/tel-00782327>

Submitted on 29 Jan 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

**ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA CONVECTION
NATURELLE EN CANAL VERTICAL À FLUX DE
CHALEUR IMPOSÉ**

—
**APPLICATION AU RAFRAÎCHISSEMENT PASSIF DE
COMPOSANTS ACTIFS DE L'ENVELOPPE DES BÂTIMENTS**

Présentée devant
L'institut national des sciences appliquées de Lyon

Pour obtenir
Le grade de docteur

Formation doctorale : Énergétique
École doctorale : Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Par
Christophe DAVERAT

Soutenue le 15 octobre 2012 devant la Commission d'examen

Jury

	H. BOUIA	Ingénieur Chercheur (EDF R&D)
	F. CHILLA	Maître de Conférences (ENS LYON)
Rapporteur	C. INARD	Professeur (Université de La Rochelle)
	C. MÉNÉZO	Professeur (Chaire EDF-INSA de LYON)
	H. PABIOU	Chargé de recherche (CNRS)
Rapporteur	G. POLIDORI	Professeur (Université de Reims)
	D. ROUSSE	Professeur (Université du Québec)
	S. XIN	Professeur (INSA de LYON)

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Insa : H. CHARLES	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43.12.94 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://ww2.ibcp.fr/ediss Sec : Safia AIT CHALAL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr	M. Johannes KELLENDONK Université Claude Bernard Lyon 1 INFOMATHS Bâtiment Braconnier 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 44.82.94 Fax 04 72 43 16 87 infomaths@univ-lyon1.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry Ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* M. OBADIA Lionel Sec : Viviane POLSINELLI Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

*Une pensée neuve : c'est au contraire une pensée qui a dû venir à tout le monde, et que
quelqu'un s'avise le premier d'exprimer.*
Nicolas Boileau

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Christophe Ménézo, Hassan Bouia, Shihe Xin et Hervé Pabiou de m'avoir donné la possibilité d'effectuer cette thèse et de m'avoir encadré tout au long de ce travail. Je remercie ici plus particulièrement Hervé qui a toujours été présent de la construction du banc d'essais à l'exploitation des résultats et qui a su me faire partager son expérience et ses connaissances.

Je souhaite ensuite remercier mes rapporteurs et les membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de thèse et les remarques pertinentes qu'ils m'ont faites. J'ai apprécié les débats animés qui ont suivi ma présentation et qui ont permis de maintenir la pression tout au long de la soutenance.

J'adresse également mes remerciements à tous les autres membres du CETHIL, ainsi qu'à sa directrice Mme Escudié, pour leur accueil, le temps et l'expertise qu'ils ont su m'accorder afin de faire avancer mon travail. Christine et toute l'équipe du secrétariat ont souvent été là pour m'aider dans mes tâches administratives ; et les membres de l'atelier, et plus particulièrement Joël, Nicolas et Bernard, m'ont beaucoup aidé et conseillé pour la construction du banc d'essais. Merci aussi à Aurélien pour son aide pour la mise en place des mesures de vitesse.

Enfin, je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné et qui m'ont fait partager des moments agréables durant les périodes difficiles : ma femme qui m'a soutenu lors de ma longue période de rédaction ; ma famille et mes proches ; Damien, Nicolas, Pablo, Romain, et tous les doctorants du laboratoire ; et l'équipe de foot du CNRS qui ne m'a pas laissé sur le banc, et dans laquelle j'ai pu exploiter tout mon potentiel.

Un grand merci à tous.

Résumé

La réduction de la consommation des bâtiments passe par : l'économie d'énergie (au sens sobriété), l'efficacité énergétique et le recours aux énergies renouvelables notamment pour la production d'électricité. Sur ce dernier point, l'intégration à grande échelle de composants photovoltaïques (PV) est à développer.

Le rendement et la durée de vie des cellules PV en silicium cristallin diminuant avec l'augmentation de leur température de fonctionnement, il est essentiel de mettre au point des configurations d'intégration au bâtiment limitant leur échauffement. Ainsi la configuration double-peau (toiture ou façade) – la surface PV est séparée du bâtiment par une lame d'air – est une solution prometteuse. Sous l'effet de la chaleur, un écoulement de convection naturelle se met en place entre les deux parois, refroidissant ainsi les panneaux PV. Cet écoulement peut également servir de moteur à la ventilation des locaux en été et de préchauffage de l'air en hiver.

Cette étude expérimentale fait partie d'un projet visant à comprendre le fonctionnement des double-peaux PV en analysant séparément les différents phénomènes physiques régissant leur comportement avant de prendre en compte l'ensemble des couplages. Elle porte plus particulièrement sur la convection naturelle au sein des double-façades verticales. Pour cela, la double-peau est modélisée par un canal vertical dont les deux parois principales sont chauffées sous des conditions de densité de flux de chaleur imposée.

Un banc d'essais a donc été développé pour étudier la convection naturelle dans un canal vertical en eau. L'eau a été choisie pour se placer dans le cas d'un écoulement de convection pure (pas de rayonnement entre les parois du canal). C'est un canal vertical de 65 cm de haut avec un écartement réglable placé dans une cuve de 1,5 m de haut contenant environ 160 L d'eau. Les parois sont chauffées à l'aide de 24 chaufferettes indépendantes délivrant une densité de flux de chaleur uniforme, ce qui permet d'appliquer différentes configurations de chauffage. Des mesures de densité de flux de chaleur et de température sont réalisées au niveau des parois et un système couplant de la vélocimétrie laser Doppler (LDV) deux composantes à un micro-thermocouple ($25 \mu\text{m}$) a été développé pour avoir accès aux composantes verticale et horizontale de la vitesse et à la température en tout point du canal.

Ce banc et son instrumentation sont décrits en détails et toutes les incertitudes de mesure associées ont été caractérisées. La configuration de chauffage uniforme symétrique a été étudiée ici au travers des profils de vitesse et de température dans le canal pour différentes puissances injectées (de 46 à 562 W). Les profils de vitesse et de température moyennes mettent en évidence la présence d'un changement de régime d'écoulement dans le canal pour un nombre de Rayleigh identifié. L'analyse des profils des fluctuations de vitesse et de température a permis de mettre au point une modélisation comportementale de ce changement de régime. De plus, une première approche est développée pour évaluer la pression dans le canal à partir de l'estimation des différents termes de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Cette approche originale ouvre des pistes sur l'amélioration de la prédiction des débits de ventilation naturelle pour ce type de configuration.

Mots-clefs : photovoltaïque intégré au bâti (BIPV), double-façade, double-peau, convection naturelle, étude expérimentale, eau, canal vertical, densité de flux de chaleur imposé, LDV, mesure du tenseur de Reynolds, mélange turbulent, densité de flux de chaleur turbulente.

Abstract

Reducing the building consumption passes through: energy saving, energy efficiency and the use of renewable energy sources for a local production of electricity. For the last point, the building integrated photovoltaic systems represent a promising solution.

However, electrical yield and life time of silicon solar cells decrease with the increase of their operating temperature: this is why integrated configurations which limits cell overheating must be developed. The solution considered is the double-skin façade configuration: photovoltaic panels are separated from the building wall (or roof) by an opened air channel. This induces a natural convection flow that cools the rear surface of the photovoltaic panels. This flow can also be used for natural ventilation of buildings in summer and for air preheating in winter.

This experimental study is part of a project on photovoltaic double-skin façades. In this project, each physical phenomena is analysed separately first, then the coupling between the different phenomenon are studied. This thesis deals with the natural convection into the vertical double-skin façades. The system is modelled by a vertical channel with isoflux heating at the two main walls.

An experimental apparatus was developed in the laboratory for studying natural convection in water in a vertical channel. Water is used as the working fluid to avoid radiative heat transfer and obtain a pure convective flow. The channel is 65 cm high with an adjustable gap. It is placed in a 1.5 m high glass tank filled with 160 L of distilled water. The main walls are heated through 24 independant electrical heaters maintaining a constant heat flux, which allows different boundary condition (symmetrical, asymmetrical, uniform, alternate, etc). Heat flux and temperature measurements are made at the walls. The velocity (horizontal and vertical) and temperature of the flow are measured through a two components Laser Doppler Velocimetry system combined with a micro-thermocouple (25 μm diameter).

This apparatus is described in details and the uncertainties of measurement were characterized. The symmetrical uniform heating configuration was studied here with the analysis of velocity and temperature profiles in the channel for several input power (46 W to 562 W). These profiles show a change in flow regime in the channel that is analysed with turbulent quantities along the channel. Moreover, the pressure is estimated in the channel from the analysis of all the terms of the momentum conservation equations.

Keywords: Building Integrated Photovoltaics (BIPV), double-skin façade, natural convection, experimental study, water, vertical channel, isoflux conditions, LDV measurements, Reynolds stress measurements, turbulent mixing, turbulent heat flux.

Nomenclature

Symboles

a	diffusivité thermique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
b	largeur du canal, selon y	m
C_p	capacité thermique massique	$\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
f_p	profil de vitesse selon z (cf. eq. 3.10)	
e	épaisseur	m
f	fréquence	Hz
g	accélération de la pesanteur	$\text{m}.\text{s}^{-2}$
h	coefficient de transfert convectif	$\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
H	hauteur chauffée du canal	m
i	intensité du courant	A
k	énergie cinétique turbulente (cf. eq. 4.11)	$\text{m}^2.\text{s}^{-2}$
l	profondeur du canal, selon z	m
L	longueur de référence	m
n	indice de réfraction	
P	pression	Pa
\dot{P}	puissance moyenne	W
P_m	pression motrice, $P_m = P + \rho gx$	Pa
$Porte$	fonction correctrice pour le calcul du débit (eq. 3.12)	
q	densité de flux de chaleur	$\text{W}.\text{m}^{-2}$
Q	débit volumique	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
R	résistance électrique	Ω
S_c	surface chauffée	m^2
S_T	stratification thermique	$^{\circ}\text{C}.\text{m}^{-1}$
t	temps	s
T	température	$^{\circ}\text{C}$
U	vitesse verticale instantanée, selon x	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
V	vitesse horizontale instantanée, selon y	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
W	vitesse horizontale instantanée, selon z	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
x	coordonnée verticale	m
y	coordonnée horizontale, perpendiculaire aux parois du canal	m
Y	coordonnée horizontale du système de déplacement	m
z	coordonnée horizontale, parallèle aux parois principales du canal	m

Lettres grecques

β	coefficient de dilatation thermique isobare	K^{-1}
η	rendement	%
λ	conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
μ	viscosité dynamique	Pa.s^{-1}
ν	viscosité cinématique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ρ	masse volumique	kg.m^{-3}

Nombres adimensionnels

Γ	rapport de forme du canal	$\frac{b}{H}$
Π	rapport de forme du canal	$\frac{b}{l}$
Ψ	paramètre de stratification (eq. 3.3)	$\frac{S_T}{\Delta T_s/H_s}$
Gr	nombre de Grashof (eq. 1.4)	$\frac{g\beta\Delta T L^3}{\nu^2}$
Nu	nombre de Nusselt (eq. 1.3)	$\frac{qL}{\lambda\Delta T}$
Pr	nombre de Prandtl (eq. 1.2)	$\frac{\nu}{a}$
Ra_T	nombre de Rayleigh basé sur la température (eq. 1.5)	$Gr \cdot Pr$
Ra_q	nombre de Rayleigh basé sur la densité de flux de chaleur (eq. 1.6)	$Gr \cdot Pr \cdot Nu$
Ra^*	nombre de Rayleigh modifié (eq. 1.7)	$Ra \cdot \Gamma$
Re	nombre de Reynolds	$\frac{Q}{l\nu}$
T^*	température adimensionnée (eq. 3.5a)	
y^*	coordonnée horizontale (y) adimensionnée (eq. 3.5b)	

Indices

0	référence
1	paroi gauche
2	paroi droite
atm	atmosphérique
b	basé sur la largeur du canal : $L = b$
c	chaufferette
d	droite
e	entrée du canal
f	rapporté à l'écoulement
g	gauche
H	basé sur la hauteur chauffée du canal : $L = H$
max	valeur maximale
sup	supplémentaire
tot	total
p	paroi
q	basé sur la densité de flux de chaleur
T	basé sur la température
x	basé sur l'altitude dans le canal

Types de grandeur

U	grandeur scalaire
U_i	grandeur rapportée à la coordonnée i (notation indicielle)
ΔU	écart de grandeur scalaire : $\Delta U = U_a - U_b$
\bar{U}	grandeur moyenne
u'	grandeur fluctuante : $u' = U - \bar{U}$; excepté pour la température fluctuante notée θ'
σ_U	écart-type : $\sigma_U = \sqrt{u'^2}$

Table des matières

Introduction	1
1 Introduction générale	5
1.1 Contexte et enjeux	6
1.1.1 Contexte climatique	6
1.1.1.1 Le réchauffement climatique	6
1.1.1.2 Le GIEC	7
1.1.1.3 Protocole de Kyoto	8
1.1.1.4 Émissions de GES	8
1.1.2 Enjeux énergétiques	10
1.1.2.1 Consommation énergétique	10
1.1.2.2 Le bâtiment, premier consommateur d'énergie en France	10
1.1.2.3 Le panneau photovoltaïque	11
1.1.2.4 L'énergie photovoltaïque intégrée au bâtiment	12
1.1.2.5 Problèmes liés à l'intégration	13
1.2 Cadre de l'étude : intégration à grande échelle du photovoltaïque aux bâtiments	13
1.2.1 Intégration en configuration double-peau	14
1.2.1.1 Double-façades (ou double-peaux) traditionnelles	14
1.2.1.2 Double-peaux photovoltaïques	18
1.2.2 Analyse physique du comportement d'une double-peau photovoltaïque	21
1.2.3 Étude multi-échelle d'une double-façade photovoltaïque au CETHIL	22
1.2.4 Positionnement de l'étude : recherche amont sur la convection naturelle dans la double-peau	23
1.3 Étude bibliographique sur la convection naturelle en canal vertical	24
1.3.1 Rappels théoriques sur la convection naturelle en canal vertical	24
1.3.1.1 Approximation de Boussinesq	24
1.3.1.2 Géométrie du problème	25
1.3.1.3 Nombres adimensionnels utilisés en convection naturelle	26
1.3.1.4 Régimes d'écoulements laminaires remarquables	29
1.3.2 État de l'art	31
1.3.2.1 Approche globale	32
1.3.2.2 Approche locale	35
1.3.2.3 Convection naturelle turbulente	39
1.3.2.4 Convection naturelle dans l'eau	42
1.4 Objectifs et orientations de l'étude	43
1.5 Conclusions	47

2	Présentation du banc d'essais	53
2.1	Présentation générale	55
2.1.1	Géométrie du banc d'essais	55
2.1.2	Conditions aux limites thermiques	55
2.1.3	Instrumentation	56
2.2	Conception	56
2.2.1	Dimensionnement du banc	56
2.2.1.1	Géométrie	56
2.2.1.2	Conditions aux limites en paroi	58
2.2.2	La cellule en eau	58
2.2.3	Le canal	59
2.2.3.1	Les blocs parois	59
2.2.3.2	Équipement des blocs	61
2.2.3.3	Les plaques support	61
2.2.3.4	Système de réglage de la géométrie	63
2.2.4	La régulation thermique de la cellule	64
2.2.4.1	Le système de régulation	64
2.2.4.2	Les diffuseurs d'aspiration et de refoulement	65
2.2.5	L'environnement extérieur	65
2.2.5.1	Les plateformes du banc d'essais	65
2.2.5.2	Manutention des parois	66
2.2.5.3	Régulation thermique de la pièce	66
2.2.6	Réglages et adaptations du banc d'essais	67
2.2.6.1	Les blocs parois	67
2.2.6.2	Modification de la régulation thermique	67
2.2.6.3	Adaptation du système de réglage de la géométrie	68
2.2.6.4	La cellule en eau et son isolation	68
2.2.6.5	L'entrée du canal	69
2.3	Instrumentation et pilotage	69
2.3.1	Mesures thermiques	69
2.3.1.1	Mesures de densité de flux de chaleur	69
2.3.1.2	Mesures de température	71
2.3.2	Étalonnage des capteurs	72
2.3.3	Mesures couplées vitesse/température	72
2.3.3.1	Choix du système	72
2.3.3.2	Mesures de vitesse	73
2.3.3.3	Mesure de température dans le canal	75
2.3.3.4	Mesures en proche paroi	75
2.3.4	Système de commande et d'acquisition	76
2.3.4.1	Pilotage du banc d'essais sous LabVIEW®	77
2.3.4.2	Synchronisation des mesures de température et de vitesse dans le canal	77
2.4	Conclusions	80
3	Caractérisation du banc d'essais et traitement des données	85
3.1	Présentation des différentes campagnes de mesure	86
3.1.1	Conditions aux limites et géométrie	86
3.1.2	Mesures de vitesse et de température	87
3.2	Caractérisation du banc d'essais	87
3.2.1	Temps d'établissement	88
3.2.2	Géométrie du canal	88

3.2.3	Conditions aux limites en paroi	89
3.2.4	Rôle de l'isolation	92
3.2.5	Évaluation des pertes	94
3.3	Calcul des profils de vitesse et de température moyennes	96
3.3.1	Validation de la mesure de température en proche paroi	96
3.3.2	Prise en compte de l'évolution de la température d'entrée	98
3.3.3	Localisation de la paroi	100
3.3.4	Détermination de la largeur du canal	101
3.4	Conservation du débit	103
3.4.1	Incertitudes sur les vitesses moyennes	103
3.4.2	Caractère 3D de l'écoulement	105
3.5	Incertitudes sur les nombres adimensionnels	108
3.5.1	Nombres de Rayleigh et de Nusselt	108
3.5.2	Débit volumique et nombre de Reynolds	109
3.6	Conclusion	110
4	Analyse thermique et cinématique de l'écoulement	115
4.1	Caractérisation temporelle de l'écoulement	116
4.2	Observation et caractérisation d'un changement de régime dans le canal	117
4.2.1	Évolution du transfert thermique local	117
4.2.2	Description du changement de régime	120
4.2.2.1	Caractérisation cinématique de la transition	120
4.2.2.2	Caractérisation thermique de la transition	121
4.3	Modélisation zonale de l'écoulement et de la transition dans le canal	123
4.3.1	Découpage en zones	123
4.3.2	Explication physique du changement de régime	125
4.3.2.1	Avant la transition : écoulement cisailé	127
4.3.2.2	Après la transition : zone de brassage	130
4.4	Bilan d'énergie	131
4.5	Alimentation des fluctuations de vitesse dans le canal	133
4.6	Synthèse	136
4.7	Conséquence du changement de régime sur la pression	137
4.8	Approche globale du changement de régime	141
4.8.1	Évolution du transfert thermique global et du débit	143
4.8.2	Caractérisation globale du changement de régime	144
4.9	Conclusions	147
	Conclusions et perspectives	149
	Annexes	160
	A Approximation de Boussinesq	163
	B Atténuation des transferts radiatifs dans l'eau	167
	C Étalonnage des fluxmètres	171
	D Étalonnage des thermocouples	189
	E Étalonnage du micro-thermocouple	207

Table des figures

1.1	Émissions de GES dans le monde.	7
1.2	Émissions de GES par secteur.	9
1.3	Émissions de GES dans l'Europe des 27.	9
1.4	Spectre d'absorption d'une cellule en silicium.	12
1.5	Exemples de double-peaux classiques.	14
1.6	Schéma de fonctionnement d'une double-façade.	15
1.7	Schéma de fonctionnement de deux double-façades couplées.	16
1.8	Schéma de fonctionnement d'un mur Trombe.	17
1.9	Exemples d'intégration du photovoltaïque en toiture et en façade.	18
1.10	Exemples de double-peaux photovoltaïques verticales.	19
1.11	Schéma d'une double-peau photovoltaïque alternée.	20
1.12	Transferts de chaleur au sein d'une double-peau photovoltaïque.	21
1.13	Photos des prototypes de double-peaux du projet RESSOURCES.	23
1.14	Domaines de validité de l'approximation de Boussinesq (eau et air).	25
1.15	Schéma de la géométrie d'un canal vertical.	26
1.16	Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh d'après Bodoia et Osterle [15].	29
1.17	Expérience de Sparrow et Bahrami [72].	32
1.18	Profils de vitesse présentés par Habib et al. [41].	40
2.1	Schémas et photos du banc d'essais.	54
2.2	Photos de la cellule en verre et de son isolation.	59
2.3	Photo d'un bloc paroi et schéma de la face rainurée des parois.	60
2.4	Schéma du collage des parois sur les blocs étanches.	60
2.5	Photos de la mise en place des chaufferettes et des capteurs dans les blocs parois.	62
2.6	Photos et schéma du système de support du canal.	63
2.7	Schéma du système de réglage des parois.	63
2.8	Schéma du système de régulation thermique de la cellule en eau.	64
2.9	Photos des diffuseurs du système de régulation thermique.	65
2.10	Photos du dispositif de manutention du canal.	66
2.11	Photos des premiers blocs parois.	67
2.12	Photo de la première cellule en double vitrage.	68
2.13	Schéma des capteurs montés sur le banc d'essais.	70
2.14	Photo et schéma d'un fluxmètre.	71
2.15	Principe de fonctionnement de la LDV.	74
2.16	Schéma du système LDV pour les mesures en proche paroi.	75
2.17	Schéma de la diffraction des faisceaux laser dans la cellule.	76
2.18	Schéma de la cellule trapézoïdale.	76
2.19	Face avant du programme de pilotage sous LabVIEW®.	78

2.20	Schéma du programme de pilotage du banc d'essais.	78
2.21	Schéma du programme de pilotage du système de mesure couplée vitesse/température.	78
3.1	Températures dans la cellule en eau au démarrage.	89
3.2	Schéma du réglage des parois.	90
3.3	Schéma électrique des chaufferettes et de leur alimentation et valeur des résistances électriques.	90
3.4	Densités de flux de chaleur en paroi.	92
3.5	Schéma de fonctionnement du banc d'essais avec une stratification imposée entre le haut et le bas de la cellule.	93
3.6	Profils de vitesse et nombre de Reynolds sous différentes stratifica- tions.	94
3.7	Profils de température en paroi sous différentes stratifications.	95
3.8	Profils de température selon z	96
3.9	Schéma de correspondance entre les différents repères.	97
3.10	Profils de vitesse et de température moyennes mesurées en sortie lors des expériences 1 à 5.	98
3.11	Profils de température adimensionnée en fonction de la distance à la paroi adimensionnée pour les expériences 1 et 3 à 5.	99
3.12	Variation de la température d'entrée lors de l'expérience 7.	100
3.13	Profils de température pour l'expérience 7.	101
3.14	Évaluation de la position de la paroi.	102
3.15	Allure des profils de vitesse verticale moyenne en proche paroi lors de l'expérience 6.	102
3.16	Procédure d'estimation de la largeur du canal.	103
3.17	Moyennes glissantes sur des mesures de vitesse verticale en entrée.	104
3.18	Profils de vitesse moyenne verticale selon y et z et calcul du débit volumique lors des expériences 6 et 7.	107
4.1	Spectre de vitesse en entrée et en sortie lors de l'expérience 6.	116
4.2	Spectre de température en entrée et en sortie lors de l'expérience 6.	117
4.3	Températures de paroi et évolution du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Rayleigh local pour les expériences 1 à 7.	118
4.4	Zooms sur la figure 4.3(b).	119
4.5	Profils de vitesse verticale moyenne lors de l'expérience 6.	121
4.6	Profils de vitesse verticale moyenne lors de l'expérience 7.	122
4.7	Évolution du cisaillement global en fonction du nombre de Rayleigh local.	122
4.8	Profils de vitesse horizontale moyenne lors des expériences 6 et 7.	123
4.9	Profils de température moyenne lors des expériences 6 et 7.	124
4.10	Découpage en zones du demi-canal.	124
4.11	Fluctuations de température pour les expériences 6 et 7.	125
4.12	Fluctuations de vitesse verticale pour les expériences 6 et 7.	126
4.13	Fluctuations de vitesse horizontale pour les expériences 6 et 7.	126
4.14	Corrélations des fluctuations de vitesse pour les expériences 6 et 7.	127
4.15	Profils des fluctuations dans la zone 1.	128
4.16	Moyennes des fluctuations dans la zone 2.	128
4.17	Fluctuations de vitesses verticale et horizontale adimensionnées.	129
4.18	Comparaison entre les fluctuations de vitesse et le cisaillement.	130

4.19	Schématisation de l'efficacité du mélange turbulent pour les expériences 6 et 7.	131
4.20	Bilans de puissance sur le demi-canal gauche lors des expériences 6 et 7.	134
4.21	Estimation des corrélations croisées des fluctuations de température et de vitesse.	134
4.22	Comparaison des termes 1 et 2 de l'équation 4.11.	136
4.23	Modélisation de l'évolution du transfert de chaleur local.	138
4.24	Estimation des termes 1 et 2 de l'équation 4.14.	141
4.25	Estimation des termes 3 et 4 de l'équation 4.14.	142
4.26	Estimation du terme 5 de l'équation 4.14.	142
4.27	Estimation des termes 7 et 8 de l'équation 4.14.	142
4.28	Évolution de la pression dans le canal.	143
4.29	Évolution du nombre de Nusselt global en fonction du nombre de Rayleigh modifié.	144
4.30	Évolution du nombre de Reynolds en fonction du nombre de Rayleigh.	145
4.31	Caractérisation globale du changement de régime à partir des expériences 1 à 7.	145
A.1	Conditions de validité de l'approximation de Boussinesq.	165
B.1	Luminance d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde.	169
B.2	Indice de réfraction et coefficient d'extinction de l'eau en fonction de la longueur d'onde.	169
C.1	Photo d'une chaufferette équipée d'un fluxmètre.	171
C.2	Schémas d'un fluxmètre et de son banc d'étalonnage.	172
C.3	Courbes de température et de tension lors de l'étalonnage des fluxmètres.	174
C.4	Schéma électrique des chaufferettes montées en parallèle sur l'alimentation.	177
C.5	Réponse du fluxmètre 1022 pour une densité de flux de chaleur nulle.	179
C.6	Résultats de l'étalonnage du fluxmètre 1022.	180
C.7	Résultats de l'étalonnage du fluxmètre 2030.	181
C.8	Réponse du fluxmètre 1022 pour deux densités de flux de chaleur imposées différentes et une densité de flux de chaleur nulle.	184
D.1	Schéma d'un thermocouple.	189
D.2	Photos des jonctions froides.	191
D.3	Schéma du banc d'étalonnage des thermocouples.	192
D.4	Photos du banc d'étalonnage des thermocouples.	193
D.5	Température mesurée par la sonde de référence, pendant l'étalonnage des sondes platines.	194
D.6	Température de référence et résistances des sondes Pt100.	195
D.7	Résistances des sondes Pt100 pendant leur étalonnage.	195
D.8	Étalonnage des thermocouples.	196
D.9	Zoom sur le palier à 40°C lors de l'étalonnage du thermocouple 1.	199
D.10	Interpolation pour l'étalonnage du thermocouple 1.	199
D.11	Choix de l'interpolation pour l'étalonnage des thermocouples.	200
D.12	Zoom sur le choix de l'interpolation pour l'étalonnage des thermocouples.	201

Table des figures

E.1	Schéma de la fontaine à reflux utilisée pour l'étalonnage du micro-thermocouple.	208
E.2	Température et résistance de la sonde de référence pendant l'étalonnage du micro-thermocouple.	209
E.3	Étalonnage de la sonde Pt100 associée au micro-thermocouple.	209
E.4	Étalonnage du micro-thermocouple.	211
E.5	Interpolation pour l'étalonnage du micro-thermocouple.	212
E.6	Zoom sur l'interpolation pour l'étalonnage du micro-thermocouple.	213

Liste des tableaux

1.1	Consommation d'énergie finale par secteur.	10
1.2	Valeurs de la constante C_T de l'équation 1.12a.	31
1.3	Coefficients de l'équation 1.14 tirés de l'article de Sparrow et al. [73].	33
1.4	Corrélations $Nu = f(Ra)$ pour un canal vertical isotherme.	45
1.5	Corrélations $Nu = f(Ra)$ pour un canal vertical à densité de flux de chaleur imposée.	46
3.1	Récapitulatif des différentes campagnes de mesure.	86
3.2	Valeurs des résistances électriques des chaufferettes.	91
3.3	Caractérisation des vitesse verticale et horizontale pour les expériences 6 et 7.	105
3.4	Débits volumiques calculés pour les expériences 1 à 5.	106
3.5	Incertitudes intervenant dans les nombres de Rayleigh et Nusselt.	108
4.1	Correspondance entre les chaufferettes, leur altitude et le nombre de Rayleigh local.	119
C.1	Résistance électrique des chaufferettes avec et sans les fils.	177
C.2	Offset des fluxmètres.	178
C.3	Conditions d'étalonnage des fluxmètres.	182
C.4	Résultats de l'étalonnage des fluxmètres à 50 W.m^{-2}	183
C.5	Coefficients de régression linéaire pour l'étalonnage des fluxmètres.	183
C.6	Sensibilité du capteur 1022 en fonction de la densité de flux de chaleur injectée.	184
C.7	Précision des mesures liée à l'acquisition lors de l'étalonnage des fluxmètres.	185
C.8	Valeurs des différents termes de l'équation C.8.	186
D.1	Coefficients d'interpolation des sondes Pt100 des jonctions froides.	194
D.2	Coefficients de la fonction de référence d'un thermocouple de type K entre 0°C et 1372°C	197
D.3	Résultats de l'interpolation polynomiale d'ordre 2 sur les 40 thermocouples.	202
D.4	Précision des mesures liée à l'acquisition lors de l'étalonnage des thermocouples.	203
E.1	Coefficients d'interpolation des sondes platines pour les jonctions froides.	210

Introduction

Le secteur du bâtiment, en France, est le premier consommateur d'énergie et donc le plus gros émetteur de gaz à effet de serre (GES). Par conséquent, c'est aussi le secteur qui a le plus gros potentiel en terme de réduction de la consommation notamment avec l'avènement du BEPOS (Bâtiment à Énergie POSitive) pour les constructions neuves dans la future réglementation thermique 2020.

Cette réduction des émissions de GES s'articule autour de trois axes principaux :

- la réduction des besoins en chauffage et en climatisation par le biais de la réhabilitation des bâtiments anciens et une reconception des bâtiments neufs (BBC, HQE...);
- l'amélioration de l'efficacité énergétique des systèmes ;
- la production d'électricité locale à partir des énergies renouvelables.

Sur ce dernier point, une des solutions les plus prometteuses est l'intégration à grande échelle de composants photovoltaïques (PV) en toiture ou en façade. Cependant, l'intégration au bâtiment peut conduire à une surchauffe des cellules PV, ce qui, dans le cas des cellules en silicium cristallin, entraîne une baisse de leur rendement et de leur durée de vie. L'intégration des composants en configuration double-peau, pour laquelle ils sont séparés du bâtiment par une lame d'air, permet de limiter ce phénomène. En effet, les ouvertures en haut et en bas de la double-peau permettent l'établissement d'un écoulement de convection naturelle qui évacue une partie de la puissance absorbée par les surfaces PV. Cet écoulement peut également être valorisé en tant que moteur pour la ventilation en été et pour préchauffer l'air en hiver en couplant la double-peau au système de chauffage (co-génération). Cependant, le fonctionnement de tels systèmes est encore mal compris car il fait intervenir de nombreux phénomènes physiques couplés (convection, rayonnement, conduction, photo-conversion,...).

C'est pourquoi les projets ANR-PREBAT RESSOURCES et ANR-JCJC CERISES ont été mis en place au CETHIL, avec l'objectif de comprendre et d'identifier des solutions d'intégration pour ces systèmes. Ces projets ont pour but de développer une approche qui intègre, d'une part, les aspects aval avec la construction de prototypes en partenariat avec des industriels et le développement d'approches numériques globales, et d'autre part, les aspects amonts avec la construction d'expériences parfaitement contrôlées en laboratoire et l'étude numérique fine des écoulements. Ces projets se démarquent de la plupart des études actuelles qui se focalisent sur l'une ou l'autre de ces approches. L'étude en laboratoire a pour objectif d'analyser les phénomènes physiques découplés les uns des autres afin d'en retirer des résultats de portée générale.

Ainsi, cette thèse se focalise sur l'étude expérimentale de la convection naturelle en canal vertical sans transfert radiatif entre les parois. Si la configuration de chauffage symétrique analysée ici est une des plus simples, le dispositif est conçu afin de pouvoir évoluer et étudier facilement des situations plus complexes avec un chauffage asymétrique ou alterné ou avec des parois plus ou moins conduc-

trices de chaleur. De plus, ce dispositif expérimental qui utilise l'eau comme fluide d'étude a été dimensionné pour être comparable à un banc d'essais en air déjà présent au laboratoire. Ainsi ces deux bancs ont le potentiel pour l'étude des différents transferts de chaleur présents dans les façades double-peaux : convection naturelle ; conduction de la chaleur dans les parois et rayonnement thermique entre parois. Outre le fait de travailler dans l'eau, l'originalité du travail présenté ici est de se focaliser sur l'interaction cinématique-thermique de l'écoulement par l'étude simultanée des champs de vitesse et de température dans le canal. Cette approche s'avère indispensable pour comprendre le comportement de l'écoulement riche en phénomènes physiques. Ce travail de thèse inclut la conception et la fabrication du dispositif expérimental en eau ; l'instrumentation et le pilotage du banc ; la caractérisation du banc, la réalisation et l'analyse de plusieurs campagnes de mesure. Afin de ne pas multiplier les difficultés, cette étude est limitée à une configuration simple de chauffage symétrique avec un rapport de forme quasi-constant pour toutes les campagnes ; seule la puissance injectée a varié.

Ce manuscrit est divisé en 4 chapitres. Le premier chapitre permet de positionner cette étude. Le contexte général et les enjeux énergétiques associés, puis le fonctionnement d'un système double-peau sont présentés dans un premier temps. Une revue bibliographique est ensuite réalisée sur la convection naturelle en canal vertical, pour définir les besoins et fixer les objectifs de cette étude.

Un dispositif expérimental pour l'étude de la convection naturelle dans un canal vertical en eau avec chauffage pariétal a donc été développé au cours de cette thèse. Le second chapitre est consacré à la description de ce banc d'essais ainsi qu'à l'instrumentation mise en place sur ce banc.

Les différentes incertitudes liées à la conception du banc d'essais et aux moyens de mesure sont caractérisées dans le chapitre 3. Les traitements appliqués aux mesures avant l'exploitation sont aussi détaillés dans cette partie.

Enfin, les données obtenues au cours des campagnes de mesure menées pendant cette thèse, sont présentées et analysées dans le dernier chapitre. Les principaux résultats ressortant de cette analyse sont : l'observation d'un changement de régime d'écoulement dans le canal ; la caractérisation des écoulements (fluctuations, mélange, transport de chaleur) par une approche zonale ; la caractérisation en termes de nombres sans dimension et enfin l'impact de la transition sur l'évolution de la pression dans le canal.

Chapitre 1

Introduction générale

Ce premier chapitre d'introduction générale a pour but dans un premier lieu de présenter le contexte de l'étude, puis de justifier de son intérêt scientifique.

La prise de conscience récente du monde politique sur les conséquences du réchauffement climatique a conduit à faire de l'enjeu écologique un enjeu économique. Dans ce contexte actuel de réduction des émissions de gaz à effet de serre et de diminution de la consommation énergétique, le secteur du bâtiment est celui ayant le plus de potentiel ; et le développement des double-façades (ou façades double-peaux) photovoltaïques est un des leviers envisagés. Ce contexte et les enjeux qui en découlent sont présentés dans la section 1.1.

Cette étude s'inscrit donc dans le cadre du développement à grande échelle des double-peaux photovoltaïques intégrées aux bâtiments. La section 1.2 présente le fonctionnement d'une double-façade photovoltaïque, ses différences avec une double-peau classique ainsi que le positionnement de cette étude dans le projet dont elle fait partie. Cette section explique le lien entre l'application étudiée : la double-façade photovoltaïque ; et la problématique scientifique choisie : l'écoulement de convection naturelle en canal vertical.

La section 1.3, après avoir présenté les bases théoriques nécessaires à la compréhension du problème, fait un état de l'art de la littérature existante sur les écoulements de convection naturelle en canal vertical. Cette partie permettra de justifier les choix faits sur l'orientation de cette étude en faisant ressortir les manques de la littérature et en analysant les besoins nécessaires à la compréhension de la problématique.

Enfin, ce chapitre se termine par la présentation des objectifs de cette thèse et des trois autres chapitres qui composent ce manuscrit.

1.1 Contexte et enjeux

1.1.1 Contexte climatique

Notre planète a connu de nombreux changements climatiques avec la succession de périodes glaciaires (7 au total) entrecoupées de périodes interglaciaires. Depuis un peu plus de 11 000 ans, nous nous trouvons dans l'interglaciaire de l'holocène qui a permis l'apparition et le développement de l'espèce humaine.

Durant ces périodes longues de quelques dizaines de milliers d'années, des variations de climat plus faibles et plus brèves peuvent être distinguées ; ainsi l'Europe a connu une période chaude, entre le X^{ème} et le XIII^{ème} siècle, appelée « optimum climatique médiéval » ainsi qu'une période froide, entre 1550 et 1850, appelée « petit âge glaciaire ». Or, depuis les dernières décennies du XX^{ème} siècle nous nous trouvons dans une période de réchauffement climatique important, qui se traduit principalement par l'augmentation de la température moyenne, la hausse du niveau de la mer et la fonte des glaciers et banquises.

1.1.1.1 Le réchauffement climatique

En 1896, Svante August Arrhenius est le premier à proposer une théorie reliant l'augmentation de la température terrestre à celle du CO₂ dans l'atmosphère à cause de « l'effet de serre » : les gaz composants l'atmosphère laissent passer le rayonnement solaire mais absorbent et réfléchissent le rayonnement infrarouge provenant de la Terre, réchauffant ainsi l'atmosphère et la Terre en retour. Cet effet de serre est naturel et contribue au cycle des glaciations. Les principaux gaz responsables de l'effet de serre, appelés GES pour Gaz à Effet de Serre, sont : la vapeur d'eau (H₂O), le dioxyde de carbone (CO₂), le méthane (CH₄), le protoxyde d'azote (N₂O) et l'ozone (O₃).

Or, depuis la révolution industrielle, l'homme produit de plus en plus de GES, naturels ou non (gaz fluorés). Cet excédent de GES dégagé a rapidement été désigné comme le principal facteur du réchauffement climatique que nous connaissons depuis la fin des années 50. Les principaux GES d'origine anthropique sont :

- le dioxyde de carbone (CO₂) produit par la combustion des énergies fossiles et la déforestation tropicale ;
- le méthane (CH₄) qui provient des décharges, de l'agriculture, des élevages, des procédés industriels et de la fonte du pergélisol ;
- le protoxyde d'azote (N₂O) provenant de l'agriculture, des procédés industriels et des engrais ;
- les hydrofluorocarbures (HFC), perfluorocarbures (PFC) et l'hexafluorure de soufre (SF₆) qui proviennent principalement des sprays, des procédés de réfrigération et de la fonte de l'aluminium.

L'évolution des émissions de ces gaz entre 1970 et 2004 ainsi que leur part respective (en 2004) sont représentées sur les figures 1.1 (a) et (b). Bien qu'il soit le GES ayant le plus petit pouvoir de réchauffement climatique par molécule (300 fois moins que le N₂O et 23 000 fois moins que le SF₆), le CO₂ est pris comme référence (émissions notées en Gt de CO₂ par an) car il est le principal responsable du réchauffement climatique depuis 1750 et reste celui émis en plus grande quantité (76,7 %). Ce graphique montre également que l'augmentation de 40 % des émissions totales en 34 ans est principalement due à l'augmentation des émissions de CO₂ ; en effet, les émissions des quatre autres GES sont quasiment constantes.

Cependant, cette théorie a longtemps été discutée à cause des nombreux enjeux énergétiques, politiques et commerciaux. Afin d'asseoir ces débats très controver-

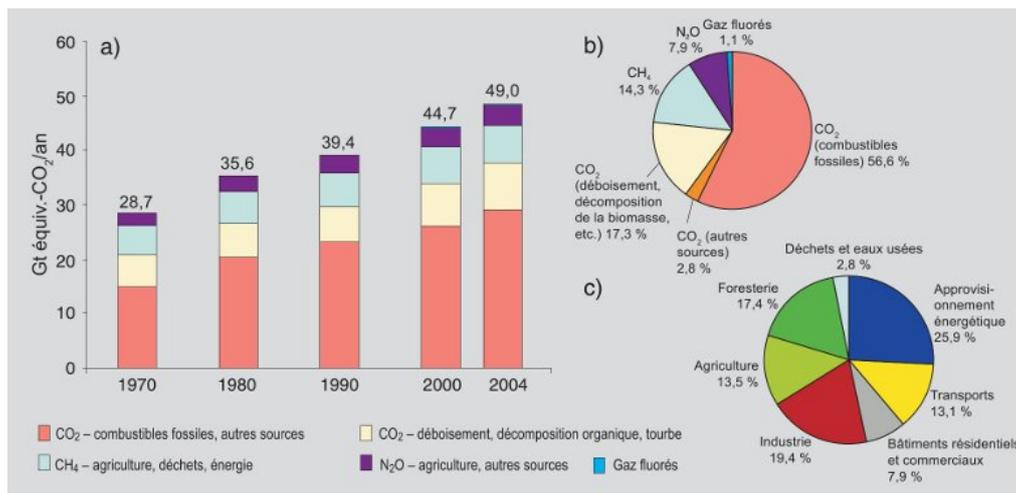


FIGURE 1.1 – a) Émissions annuelles de GES anthropiques dans le monde, 1970-2004. b) Parts respectives des différents GES anthropiques dans les émissions totales de 2004, en équivalent-CO₂. c) Contribution des différents secteurs aux émissions totales de GES anthropiques en 2004, en équivalent-CO₂ (la foresterie inclut le déboisement). Figure extraite du rapport du GIEC 2007 [36].

sés, deux organisations de l'ONU – l'OMM (Organisation Météorologique Mondiale, WMO en anglais) et le PNUE (Programme des Nations Unies pour l'Environnement, UNEP en anglais) – ont créé le GIEC (ou IPCC en anglais) en 1988.

1.1.1.2 Le GIEC

Le GIEC, pour Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (Intergovernmental Panel on Climate Change), a pour but « d'évaluer, [...] de façon méthodique, claire et objective, les informations d'ordre scientifique, technique et socio-économique qui sont nécessaires pour mieux comprendre les fondements scientifiques des risques liés au changement climatique d'origine humaine et de cerner plus précisément les conséquences possibles de ce changement ¹ ».

Il a pour mission d'étudier, de façon objective et indépendante, la littérature scientifique et technique afin d'apporter des avis scientifiques sur les changements climatiques et leurs conséquences.

Il n'a pas de vocation de recherche, mais d'expertise afin d'éclairer les décideurs politiques. Il est pour cela séparé en trois groupes de travail :

- le groupe I évalue les aspects scientifiques du changement climatique ;
- le groupe II s'intéresse à la vulnérabilité des systèmes socio-économiques et naturels aux changements climatiques ;
- le groupe III évalue les solutions envisageables pour la réduction des émissions de GES.

Depuis sa création, le GIEC a remis 4 rapports d'évaluations (1990, 1995, 2001 et 2007) qui ont largement contribué à la prise de conscience collective de l'impact de l'activité humaine sur le climat. Dans ses conclusions, le dernier rapport estime que la probabilité que l'homme soit responsable du réchauffement climatique actuel est supérieure à 90 % ; alors que cette dernière n'était que de 60 % dans le rapport précédent.

1. http://www.ipcc.ch/home_languages_main_french.shtml

Ces travaux ont aussi permis une prise de conscience politique sur les enjeux environnementaux ; ainsi, en 1994 au Sommet de la Terre de Rio de Janeiro, la totalité des membres de la Communauté européenne ainsi que 154 États ont adopté la Convention-cadre des Nations Unies sur les Changements Climatiques (UNFCCC en anglais). C'est lors de la troisième rencontre des pays participants à cette convention, en 1997, que le protocole de Kyoto a été ratifié.

1.1.1.3 Protocole de Kyoto

Le protocole de Kyoto est un traité visant à réduire les émissions des 6 principaux gaz à effet de serre industriels (CO_2 , CH_4 , N_2O , HFC, PFC et SF_6) et à promouvoir le développement durable à l'aide de mesures politiques. Les pays qui ont ratifié ce traité (184 en 2009) se sont engagés à réduire, individuellement ou collectivement, leurs émissions de GES d'au moins 5 % (par rapport aux taux d'émissions de 1990) d'ici à 2012. Le 11 décembre 1997, le protocole a été signé par 38 pays, mais il n'est rentré en vigueur qu'en 2005 car il devait avant cela être ratifié par au moins 55 pays, totalisant au moins 55 % des émissions mondiales de GES. Par ailleurs, ce protocole ne contraint pas les pays en développement à des engagements chiffrés afin de ne pas freiner leur croissance.

Ce traité n'est qu'un début et d'autres initiatives ont vu le jour depuis. Ainsi, en janvier 2008, la Commission européenne a acté son plan « Climate Action » qui prévoit une réduction de 20 % des émissions de GES (toujours par rapport à l'année 1990), une amélioration de 20 % de l'efficacité énergétique, ainsi qu'une augmentation de l'utilisation des énergies renouvelables jusqu'à 20 % du mix énergétique d'ici à 2020. Aux États-Unis – pays n'ayant pas ratifié le protocole de Kyoto – un accord a été lancé à l'initiative du maire de Seattle, l'« US Mayors Climate Protection Agreement² », qui prévoit une réduction des émissions de GES des villes de 7 % d'ici 2012 ; cet accord est aujourd'hui signé par 1051 maires, représentant plus de 88 millions de personnes.

Toutes ces initiatives visent à la réduction des émissions de GES.

1.1.1.4 Émissions de GES

La figure 1.2 représente l'évolution des émissions de GES par secteur d'activité entre 1990 et 2004 dans le monde ; c'est une vision plus détaillée du graphique 1.1.c). Il est intéressant de noter que, mis à part le secteur agricole et celui des déchets principaux émetteurs de N_2O et de méthane, le principal GES émis par tous les secteurs est le CO_2 .

Or ce CO_2 provient presque intégralement de la combustion des énergies fossiles : pétrole pour le transport et le chauffage (Transport, Bâtiment), charbon pour la production d'électricité (Énergies, Industrie) et gaz pour le chauffage (Bâtiment) et la production d'électricité (Énergies, Industrie). Les émissions de GES au sein de l'Europe des 27 réparties par secteurs sont montrées sur le graphique 1.3. Hors UTCE, les émissions de CO_2 résultant de la combustion des énergies fossiles représentent 92,6 % des émissions totales de ce même gaz ; en France cette part est de 94,3 %.

La réduction des émissions de GES doit donc passer par la réduction des émissions de CO_2 , ce qui se traduit par une réduction de la consommation d'énergies fossiles.

2. <http://www.usmayors.org/climateprotection/revise/>

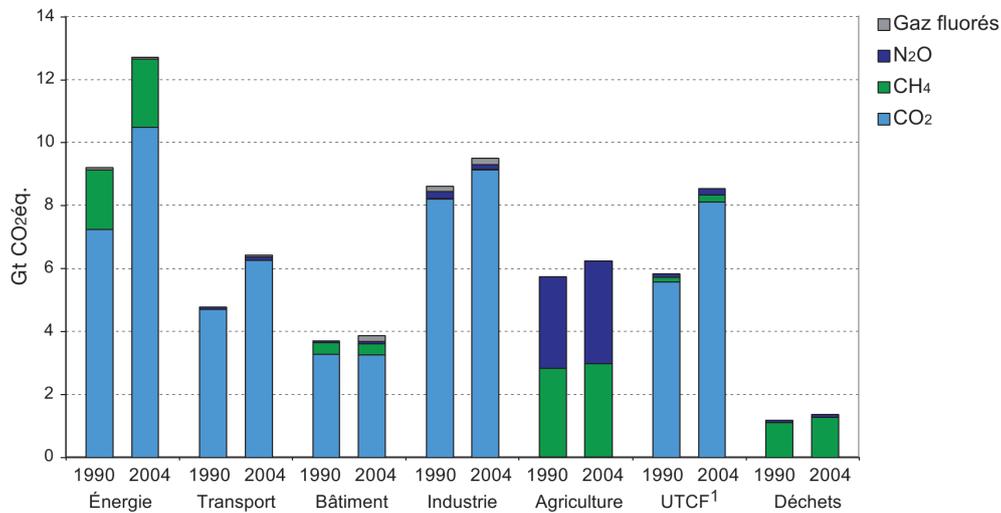
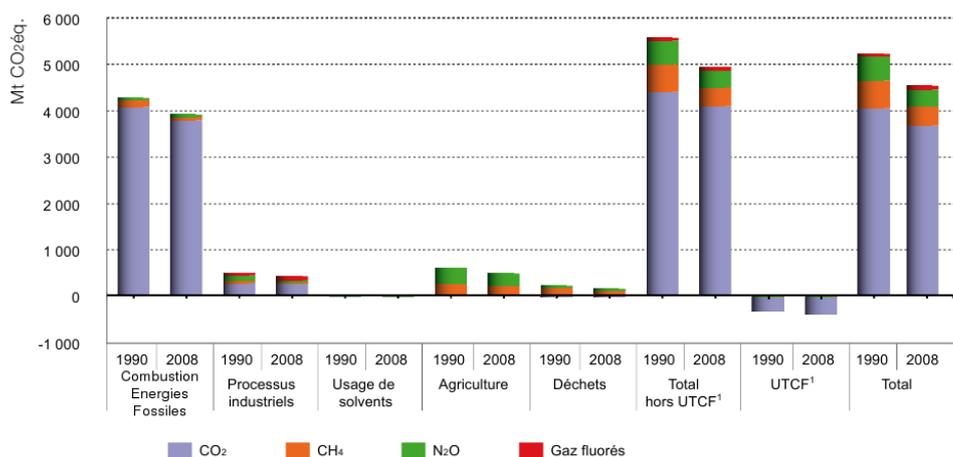


FIGURE 1.2 – Évolution des émissions mondiales de GES par secteur entre 1990 et 2004 (source : rapport 2007 du groupe I du GIEC) ; le secteur « Énergies » désigne la production d'électricité. Le secteur « UTFC » (Utilisation des Terres, leur Changement et la Forêt) couvre la récolte et l'accroissement forestier, la conversion des forêts (défrichage) et des prairies ainsi que les sols dont la composition en carbone est sensible à la nature des activités auxquelles ils sont dédiés (forêt, prairies, terres cultivées). Source : www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr



¹. Utilisation des terres, leur changement et la forêt (UTFC).

Source : Agence européenne pour l'environnement, 2010.

FIGURE 1.3 – Émissions de GES (en équivalent CO₂) dans l'Europe des 27 par secteur d'activités. Source : www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr

	Monde		Europe (27)		France	
	(Mtep)	(%)	(Mtep)	(%)	(Mtep)	(%)
Industrie	2345	27,8	295	24,2	33	19,9
Transport	2299	27,3	330	27,1	45	27,1
Bâtiment	2717	32,2	438	35,9	62	37,3
Autre	1067	12,7	156	12,8	26	15,7

TABLE 1.1 – Consommation d'énergie finale par secteur dans le monde, en Europe et en France en 2008. Le secteur « Bâtiment » regroupe le résidentiel, le tertiaire et les services publics ; « Autre » regroupe l'agriculture, la foresterie, la pêche et d'autres secteurs non spécifiés. Source : Agence Internationale de l'Énergie, <http://www.iea.org/stats/index.asp>.

1.1.2 Enjeux énergétiques

Comme démontré précédemment, la lutte contre le réchauffement climatique et la réduction des émissions de GES sont devenues un enjeu politique majeur qui vise à la réduction de la consommation d'énergies fossiles.

1.1.2.1 Consommation énergétique

Les bilans énergétiques s'expriment généralement en « tonne équivalent pétrole » (tep³) et deux consommations sont distinguées : la consommation d'énergie primaire (charbon, pétrole et gaz) et la consommation d'énergie finale qui correspond à l'énergie obtenue après transformation de la ressource brute (raffinage, rendements pour la production d'électricité, pertes...). Le tableau 1.1 présente les consommations du monde, de l'Europe et de la France par secteur. En France, 80 % de l'électricité étant d'origine nucléaire, la part des émissions de GES de ce secteur est divisée par 3 par rapport aux autres pays européens. Ce tableau fait ressortir les trois grands secteurs les plus polluants qui sont le bâtiment, le transport et l'industrie.

La réduction des émissions de CO₂ ne peut se faire que par une diminution de la consommation et le remplacement des énergies fossiles par les énergies renouvelables. Or, parmi les trois grands secteurs polluants, le bâtiment reste celui où ces deux leviers sont le plus facilement actionnables. La principale source de consommation des bâtiments en Europe étant le chauffage, cette consommation peut aisément être réduite avec des améliorations dans la conception (isolation, étanchéité...). Quant aux énergies renouvelables, qui fournissent de faibles puissances, souvent intermittentes (solaire, éolien...), elles sont très facilement exploitables par le secteur du bâtiment en comparaison à l'industrie qui demande des fortes puissances constantes.

1.1.2.2 Le bâtiment, premier consommateur d'énergie en France

En France, le secteur le plus énergivore est celui du bâtiment ; c'est donc l'une des clés de la réduction des émissions du plan « Climate action » (cf. §1.1.1.3). Cette réduction s'effectue grâce à trois leviers :

- l'amélioration de l'efficacité énergétique des systèmes ;

3. énergie calorifique moyenne contenue dans une tonne de pétrole ($\simeq 41,86 \text{ GJ} \simeq 11630 \text{ kWh}$).

- la réduction de la consommation, qui concerne principalement les besoins en chauffage et en climatisation ;
- la production et/ou l'utilisation locale des énergies renouvelables.

La réduction de consommation passe par une meilleure conception des bâtiments neufs, encadrée par des réglementations thermiques et par la rénovation des bâtiments anciens. Or, les réglementations thermiques actuelles s'orientent vers l'indépendance énergétique des bâtiments. En effet, le Grenelle de l'environnement en France vise l'intégration du BEPOS⁴ pour les bâtiments neufs dans la réglementation thermique 2020. Les bâtiments devront donc avoir un bilan positif sur l'année, i.e. produire l'énergie (électricité et chaleur) qu'ils consomment sur l'année.

C'est sur le deuxième point que se concentre cette étude. En effet, aujourd'hui les besoins en chauffage et en eau chaude sanitaire peuvent être assez facilement satisfaits (en France) grâce à une bonne isolation et un appoint solaire (voire géothermique). Cependant, avec le développement de la climatisation et l'utilisation d'appareils électriques (télévisions, ordinateurs, téléphones portables, box internet...) dont le nombre ne cesse d'augmenter, ce sont les besoins en électricité qui prennent de l'importance. Or, actuellement, la seule source disponible partout qui pourrait satisfaire cette consommation électrique est l'énergie solaire photovoltaïque. Bien évidemment, cette source est intermittente et, en dehors des sites isolés, les solutions économiquement viables ne permettent pas d'être indépendant du réseau électrique, quoique le bilan sur la journée puisse être positif.

1.1.2.3 Le panneau photovoltaïque

La quasi-totalité des installations photovoltaïques existantes sont faites d'un assemblage de panneaux (ou modules) photovoltaïques. Lorsque l'on parle d'énergie solaire photovoltaïque, il faut bien distinguer le « panneau » de la « cellule » photovoltaïque.

La cellule photovoltaïque est la superposition de deux couches d'un matériau semi-conducteur dont l'une est dopée positivement et l'autre négativement. C'est donc une jonction p-n qui transforme l'énergie lumineuse en électricité grâce à l'effet photoélectrique. Elle se présente comme une plaque carrée mesurant entre 10 et 20 cm de côté pour une épaisseur de quelques centaines de microns. Le prix de la cellule dépendant grandement de la quantité de matériau utilisé et donc de son épaisseur, les fabricants cherchent à la réduire au maximum. C'est donc un composant assez fragile qui ne peut être utilisé tel quel.

C'est pourquoi les cellules photovoltaïques sont encapsulées sous la forme de panneaux. Le panneau photovoltaïque (ou module) est un générateur de courant continu composé de cellules photovoltaïques reliées électriquement. Son principal rôle est d'assurer une protection mécanique des cellules. Ces dernières sont prises en sandwich entre une lame de verre et généralement une feuille de polymère, collées avec un polymère (le plus souvent de l'Éthylène-acétate de vinyle, EVA en anglais). Le tout est rigidifié par un cadre en aluminium assurant aussi l'étanchéité de l'ensemble et permettant sa fixation.

Le rendement d'un panneau photovoltaïque est inférieur de quelques points au rendement des cellules qui le composent. Les cellules en silicium mono/poly-cristallin, qui représentent environ 90 % du marché, atteignent classiquement des

4. Bâtiment à Énergie POSitive : bâtiment qui fait l'objet d'une très faible consommation énergétique (thermique, électrique) qui peut être assurée par des systèmes autonomes comme l'éolien, le photovoltaïque, etc.

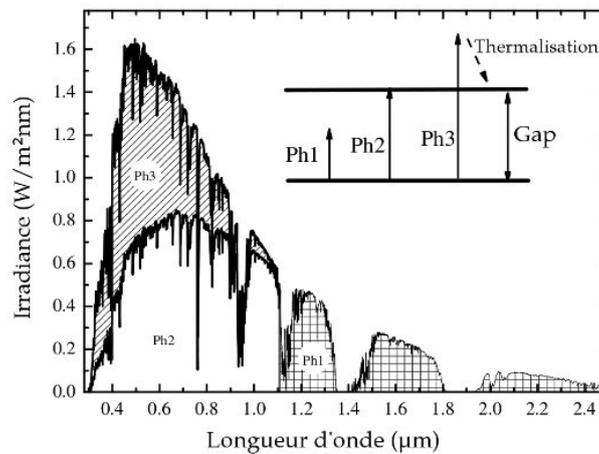


FIGURE 1.4 – Spectre d’absorption d’une cellule en silicium. Figure fournie par Mohamed Amara (Chargé de recherche CNRS au CETHIL).

rendements de 16 %, mais celui des modules est plutôt de l’ordre de 13 à 14 %. Les principales causes de cette baisse de rendement (cf. [42]) sont les suivantes :

- pertes dues au recouvrement du cadre en aluminium ($\sim 1,4\%$) ;
- pertes sur le rayonnement incident dues au vitrage protecteur ($\sim 0,70\%$) ;
- pertes liées à la non homogénéité des cellules, celles-ci étant branchées en série, le rendement du panneau correspond au rendement de la cellule la moins productive ($\sim 0,75\%$).

Le rendement d’une cellule photovoltaïque dépend du rayonnement solaire incident. La figure 1.4 présente le spectre solaire en distinguant 3 zones différentes : la zone 1 (Ph1) représente la partie du spectre qui n’est pas exploitée car les photons n’ont pas assez d’énergie pour faire passer un électron dans la bande de conduction ; la zone 2 (Ph2) représente la partie exploitée par la cellule ; et la zone 3 (Ph3) représente l’énergie perdue sous forme de chaleur (thermalisation) qui correspond à l’énergie supérieure au gap de la cellule. Elle montre que la cellule est efficace entre 0 et 1100 nm et que sur cette plage de longueur d’onde, environ la moitié (Ph2) de la puissance lumineuse est convertie en électricité. La part du spectre solaire non transformé (Ph3) est dissipée par la cellule sous forme de chaleur. Or le rendement d’une cellule photovoltaïque, comme celui de nombreux composants électroniques, dépend de sa température. Le rendement (η) d’une cellule en silicium perd 0,4 à 0,5 % de son rendement nominal par degré supérieur à sa température standard (25°C) : $\frac{1}{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial T} \simeq -0,5\%$. Par exemple, avec une température de panneau de 45°C, le rendement de la cellule de 16 % à l’origine tombe à 14,4 % auxquels il faut encore soustraire les pertes liées à l’encapsulation sous forme de panneau.

Un des points clés du bon fonctionnement d’une installation photovoltaïque est donc le rafraîchissement des panneaux, d’autant plus que l’augmentation de la température du panneau affecte également sa durée de vie.

1.1.2.4 L’énergie photovoltaïque intégrée au bâtiment

La consommation énergétique totale des bâtiments convertie en kWh électrique en 2008 en France était de 721 TWh. La surface totale recouverte par les bâtiments⁵ en 2006 était d’environ 32 000 km². Sachant que la production électrique annuelle

5. www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr

d'un panneau photovoltaïque en France est de l'ordre de 100 kWh.m^{-2} (produit de l'ensoleillement par le rendement), il faudrait une surface d'environ $7\,200 \text{ km}^2$ de panneaux photovoltaïques pour couvrir l'ensemble des besoins énergétiques du secteur. La surface des bâtiments apparaît donc comme un gisement de surface potentiellement suffisant pour subvenir à ses besoins électriques.

Sur ce constat, de nombreux pays ont entrepris des programmes de développement à grande échelle du photovoltaïque intégré en toiture. Or toutes les toitures ne sont pas exploitables pour la production d'électricité ; la plupart sont mal orientées, d'autres sont encombrées (systèmes de ventilation, cheminées, chien-assis, velux...) ou encore d'autres sont exploitées pour du solaire thermique (production d'eau chaude sanitaire). De plus, en milieu urbain, les toitures représentent une faible part de la surface totale de l'enveloppe. Or, cette dernière doit jouer un rôle clé dans le contexte des bâtiments à énergie positive (BEPOS). C'est pourquoi les électriciens se penchent actuellement sur l'intégration en façade de façon à maximiser la surface d'exploitation quitte à perdre un peu en rendement à cause de la mauvaise orientation des cellules.

1.1.2.5 Problèmes liés à l'intégration

L'intégration de panneaux photovoltaïques (PV) aux bâtiments, que ce soit en toiture ou en façade soulève des problèmes de rentabilité des installations. En effet, l'orientation du panneau par rapport au flux solaire (imposé par le bâti) est loin d'être optimale, ce qui diminue son rendement (déjà faible à l'origine). D'autre part, elle engendre des problèmes liés à la surchauffe des systèmes intégrés. Actuellement, la grande majorité des panneaux installés est composée de cellules en silicium cristallin, dont le rendement diminue lorsque celles-ci s'échauffent (cf. §1.1.2.3). Or en configuration intégrée, l'évacuation de la chaleur par l'arrière des panneaux photovoltaïques est diminuée à cause de la présence du bâtiment. En effet, dans une centrale solaire photovoltaïque, les panneaux sont disposés dans des champs où l'air circule librement sur les deux faces limitant ainsi leur échauffement. Lors d'une intégration sur un bâtiment, la face arrière est située contre le bâtiment, ce qui empêche la libre circulation de l'air et donc limite le refroidissement. À partir de la fin des années 1990, Brinkworth et al. ont publié plusieurs études ([17]- [19]) sur l'intégration des panneaux photovoltaïques en toiture. Leurs études, appliquées uniquement au climat britannique, font partie d'un gros projet soutenu par le gouvernement britannique afin de développer à grande échelle l'intégration de panneaux photovoltaïques en toiture. Elles se basent sur des modèles analytiques 1D prenant en compte les paramètres globaux de l'écoulement (température entrée/sortie, débit...) validés sur des installations réelles et sur des modèles réduits en laboratoire. Ils montrent que l'ajout d'une lame d'air entre la toiture et le panneau PV permet une nette diminution de la température des panneaux (entre 15 et 20°C) ainsi que de la température de surface de la toiture, réduisant ainsi les besoins en climatisation l'été. Ils étudient aussi l'influence d'obstacles dans le canal qui permettent d'augmenter les échanges thermiques.

1.2 Cadre de l'étude : intégration à grande échelle du photovoltaïque aux bâtiments

Actuellement, la principale configuration d'intégration de panneaux photovoltaïques aux bâtiments est la configuration de double-peau, en toiture ou en façade

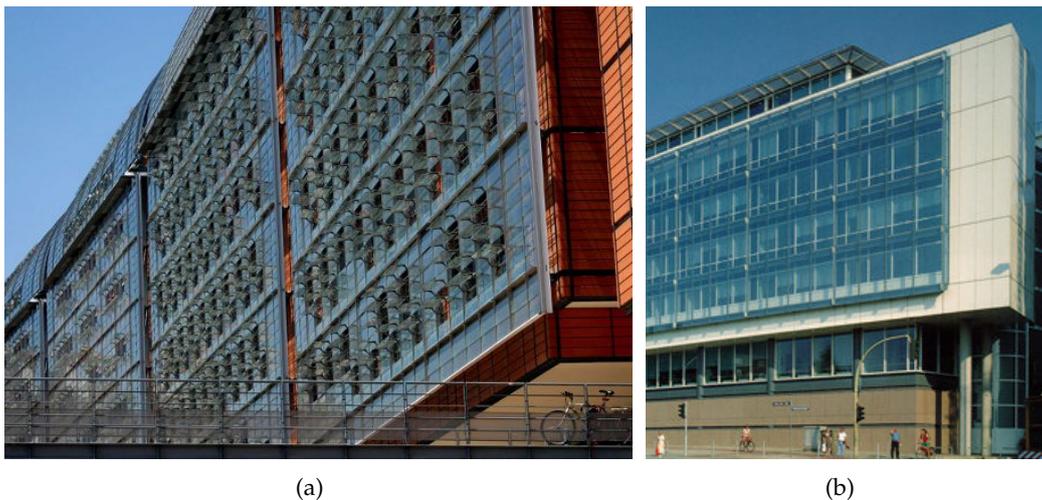


FIGURE 1.5 – (a) Double-façade vitrée sur la cité internationale de Lyon en France. (b) Façade double-peau classique sur un immeuble à Hambourg en Allemagne.

verticale (pour maximiser les surfaces d'exploitation). Le but de cette étude étant l'intégration à grande échelle, elle se focalise principalement sur des installations verticales de grande dimension (sur des immeubles de bureaux ou d'habitations) contrairement aux études menées par Brinkworth et al. ([17]- [19], cf. §1.1.2.5) qui portaient sur des intégrations en toiture sur des maisons individuelles.

1.2.1 Intégration en configuration double-peau

1.2.1.1 Double-façades (ou double-peaux) traditionnelles

Le concept de double-façade est apparu au début du XX^{ème} avec l'architecte Le Corbusier et son concept de mur « neutralisant ». Il consistait à introduire les systèmes de chauffage ou de climatisation entre deux parois vitrées en façade, permettant ainsi de laisser la lumière rentrer tout en évitant les parois froides et les problèmes de condensation. Cependant ce système consommait beaucoup plus que des systèmes de chauffage (ou climatisation) classiques et il était difficilement réalisable à l'époque.

Ce n'est qu'au début des années 1980 que les premières double-façades « modernes » apparurent avec l'objectif de fournir un appoint pour le chauffage en hiver et pour la ventilation en été. Aujourd'hui ces systèmes sont de plus en plus utilisés pour réduire la consommation des bâtiments et plus précisément pour :

- améliorer l'isolation thermique ;
- créer une ventilation naturelle par convection ;
- préchauffer l'air en hiver.

De plus, ces éléments architecturaux, dont des exemples de réalisation sont présentés sur les photos de la figure 1.5, sont aussi utilisés pour :

- améliorer l'isolation acoustique ;
- ouvrir des perspectives esthétiques ;
- optimiser l'éclairage naturel.

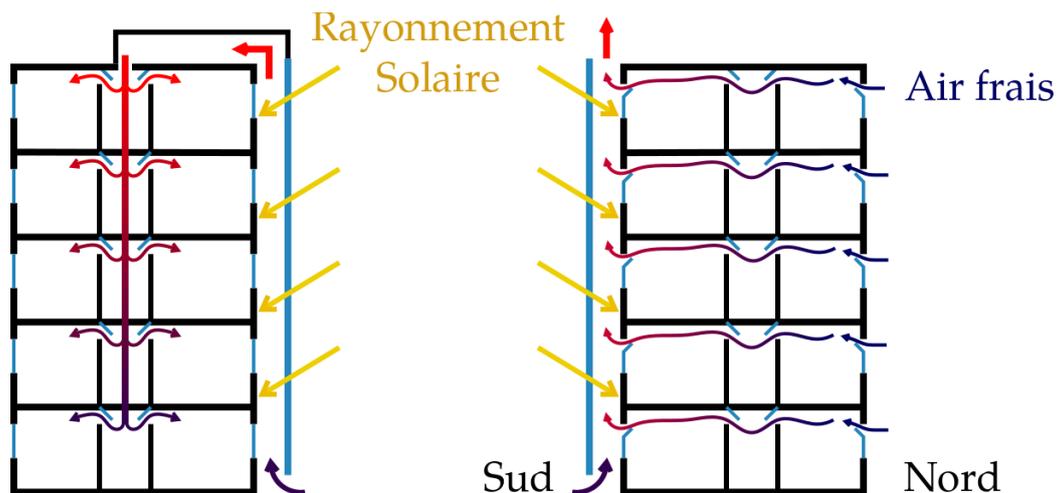


FIGURE 1.6 – Schéma d'une double-façade sur un immeuble de 5 étages en fonctionnement d'hiver à gauche et d'été à droite.

Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement d'une double-peau traditionnelle est simple. Il consiste à poser une seconde façade vitrée sur la façade primaire du bâtiment, de façon à créer un effet de serre entre ces deux parois. La façade primaire est chauffée par le rayonnement solaire traversant la façade vitrée et elle chauffe à son tour l'air présent entre les deux parois. Cet air chauffé va se mettre en mouvement sous l'effet de la poussée d'Archimède, créant ainsi un écoulement de convection naturelle ascendant.

L'enveloppe double-peau peut assurer plusieurs fonctions ; deux seront présentées ici : une fonction de ventilation adaptée aux saisons/climats chaud(e)s et une fonction de préchauffage pour les saisons froides ou les périodes d'intersaisons. Ces deux types de fonctionnement sont présentés sur la figure 1.6. En été (à droite sur la figure), l'air intérieur est aspiré dans la double-peau (orientée idéalement au sud dans l'hémisphère nord) et remplacé par de l'air frais provenant de la façade « froide » du bâtiment (idéalement orientée au nord dans l'hémisphère nord). Quand la température de l'air extérieur est supérieure à celle à l'intérieur du bâtiment, la double-façade assure la fonction de ventilation et peut être couplée à un système de climatisation. En hiver (schéma de gauche), l'air extérieur froid est aspiré dans la double-façade, préchauffé et injecté dans le système de chauffage du bâtiment (non représenté sur le schéma) qui le distribue dans les étages.

D'autres configurations sont possibles, ainsi, sur certains immeubles, la double-peau classique est associée à une seconde double-façade, ou à un atrium⁶, situé sur la façade opposée du bâtiment (la façade « froide ») de façon à créer une ventilation en circuit fermé. La figure 1.7 schématise le fonctionnement d'une telle installation en hiver pour deux configurations différentes : avec ou sans dérivation reliant les deux double-peaux.

À priori, une double-peau classique n'est pas faite pour être installée sur des façades entièrement vitrées, car pour avoir un effet de serre suffisant il faut que la façade primaire absorbe une bonne partie du rayonnement solaire pour pouvoir chauffer l'air. Si la façade primaire est vitrée, le rayonnement solaire traverse les deux façades de la double-peau et chauffe principalement l'intérieur du bâtiment.

6. Un atrium est une sorte de hall situé à une extrémité d'un bâtiment et reliant tous les étages.

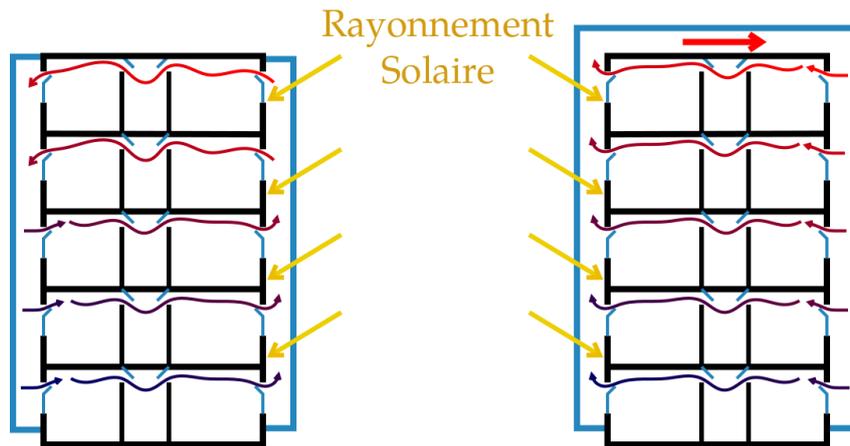


FIGURE 1.7 – Schéma de deux double-façades couplées sur un immeuble de 5 étages, en fonctionnement hivernal, avec (à droite) ou sans (à gauche) dérivation.

Double-peaux classiques dans la littérature

En 1998, Gan [35] présente une étude paramétrique, basée sur des simulations CFD, sur le comportement d'un mur Trombe⁷ en situation estivale (fig. 1.8). Le modèle est validé sur des cas de cavité et de cheminée solaire⁸ à partir de données expérimentales de la littérature mais les conditions aux limites d'entrée/sortie ne sont pas précisées. Son modèle confirme que le tirage du système augmente avec la hauteur et lorsque les façades sont isolées (utilisation de double-vitrage et isolation du mur à l'intérieur du bâtiment). En effet, plus la double-peau est haute et plus elle est isolée, plus elle accumule de chaleur et donc augmente son tirage thermique. Cependant, s'il n'est utilisé que pour le rafraîchissement d'été, le mur Trombe reste moins efficace qu'une cheminée solaire à cause des pertes de charge causées par ses entrées et sorties.

Mathur et al. [53] présentent en 2006 une étude expérimentale simplifiée d'un système de double-façade de petite taille pouvant s'installer sur une fenêtre standard (1 m²). Le concept est prévu pour des pays chauds (testé en Inde) où les fenêtres restent closes toute la journée. À partir d'un modèle de bilan d'énergie, les auteurs montrent qu'un tel système peut assurer un renouvellement d'air de 2 à 5,6 volumes/heure pour une pièce de 27 m³ orientée au sud. La pièce est modélisée par une cavité de 1 m³ exposée à des conditions réelles et les résultats sont extrapolés mais ils ne prennent pas en compte les effets du vent dans leur modèle.

En 2007, Burek et Habeb [21] présentent une étude expérimentale d'une cheminée solaire (ou mur Trombe) pour la ventilation. Cette étude est intéressante car ils présentent des profils de température dans la cheminée. Elle se rapproche plus des études examinées par la suite (cf. §1.3.2.2), mais l'objectif ici est complètement différent puisqu'il s'agit d'augmenter la température de paroi pour favoriser le tirage thermique. Ils observent que le débit augmente avec la largeur de la cheminée. Ce-

7. Le mur Trombe (ou Trombe-Michel) a été développé dans les années 60 par l'ingénieur Felix Trombe et l'architecte Jacques Michel. C'est en quelque sorte le précurseur de la double-peau traditionnelle. Il s'agissait au départ d'un mur de stockage associé à une paroi vitrée (pour créer un effet de serre) qui accumule la chaleur pendant la journée pour la restituer pendant la nuit. Le concept a ensuite été amélioré par l'ajout d'ouvertures pour créer une circulation d'air (voir fig. 1.8).

8. La cheminée solaire est une double-peau traditionnelle utilisée uniquement pour la ventilation. C'est un terme que l'on rencontre plus fréquemment en climats chauds où le fonctionnement hivernal de la double-façade n'est pas utile.

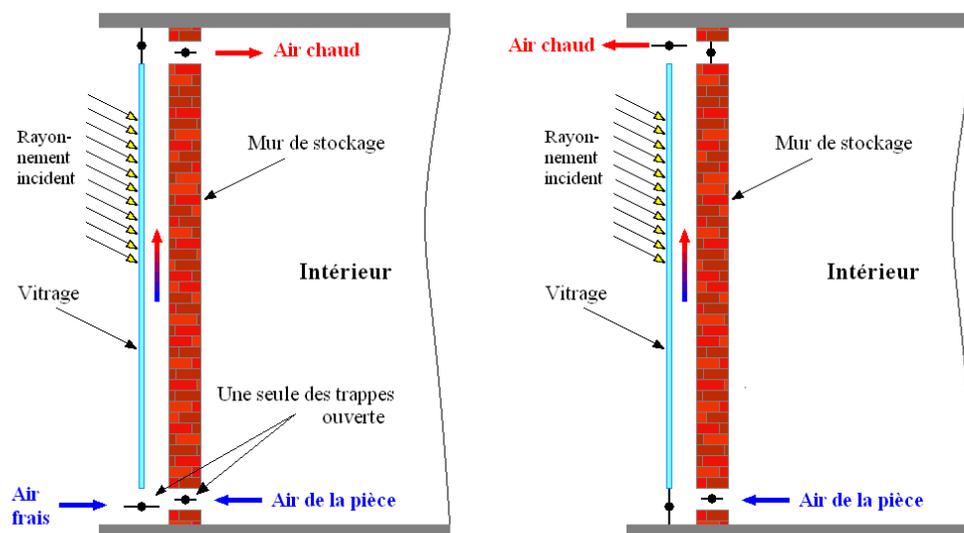


FIGURE 1.8 – Schéma du fonctionnement d'un mur Trombe, en hiver à gauche et en été à droite.

pendant pour le plus petit rayonnement incident, le débit diminue légèrement au delà d'une largeur optimale. Ce phénomène avait déjà été observé, notamment par Bouchair [16] qui a étudié des canaux avec des rapports de forme (largeur/hauteur) plus importants. Cette diminution du débit avec la largeur est due à la disparition de l'effet cheminée (cf. § 1.3.2.3). Pour Bouchair le rapport de forme optimal est de 0,1.

Ces quelques études portent sur des double-peaux de petite taille, plutôt dédiées aux habitations individuelles et ne s'intéressent qu'à l'aspect ventilation et tirage thermique. Les études suivantes sont plus portées sur des installations de grande taille pour des immeubles de plusieurs étages et prennent en compte l'aspect hiver et été.

En 2003, Letan et al. [47] montrent la possibilité de ventiler et chauffer un immeuble, sous un climat méditerranéen (Israël), grâce à deux double-façades installées de part et d'autre d'un immeuble (voir fig. 1.7). L'étude est faite sous FLUENT en utilisant un modèle de turbulence $k-\epsilon$. Les simulations sont validées sur un modèle réduit de 3 étages sur lequel 5 mesures de température et de vitesse (thermocouples et fils chauds) sont faites par étage. L'étude porte ensuite sur un immeuble de 5 étages et l'analyse qualitative des résultats montre que ce système suffit pour le chauffage en hiver (qui est plus confortable avec une dérivation) et que seul le dernier étage nécessite d'être climatisé en été.

Gratia et Herde 2004 ([38], [39]) ont étudié les potentialités d'une double-façade sur un immeuble de bureau virtuel de moyenne taille (5 étages) soumis à des conditions météorologiques réelles à l'aide d'un logiciel de simulation de bâtiment (TAS). Les simulations sont très simplifiées par rapport aux études précédentes et ne fournissent que des estimations. Ils ont regardé le comportement de double-façades sur les quatre murs en fonction du vent, du type de journée (8 jours significatifs du climat Belge) et de la période de la journée (jour et nuit). Le but principal de leur étude est de montrer comment utiliser ce type de système, notamment au niveau de la gestion des ouvertures. Si la double-façade est surtout considérée en tant qu'isolation phonique, les auteurs montrent qu'elle apporte aussi un appoint



FIGURE 1.9 – (a) Toit photovoltaïque sur un logement dans l'écoquartier Vauban à Fribourg-en-Brigau en Allemagne. (b) Double-façade photovoltaïque en partie vitrée sur le bâtiment administratif de la foire de Wels en Autriche.

pour le chauffage en hiver et pour la ventilation en été. Cependant sur ce point, ils montrent que la ventilation en été est surtout efficace pendant la nuit et que la double-peau apporte un aspect sécuritaire en permettant l'ouverture des fenêtres pendant la nuit. En 2005, Ding et al. [30] ont étudié l'impact d'une double-peau, installée sur une façade vitrée et surmontée d'une cheminée solaire (pour créer le tirage thermique) sur un immeuble de 8 étages. C'est un immeuble de bureau avec une double-façade au sud et un atrium au nord. Un modèle CFD est développé en considérant que le niveau de turbulence est faible et celle-ci est prise en compte par un modèle à zéro équation avec une viscosité turbulente. Les simulations sont validées sur une maquette à l'échelle 1/25^{ième} (4 m de haut). Ils s'intéressent à la ventilation de l'immeuble (débit dans la double-peau et différence de pression à travers l'immeuble) en fonction de la taille des ouvertures (entre les bureaux et la double-peau et entre les bureaux et l'atrium). Ils concluent sur le fait que ce système est efficace et ne nécessite que 2 m² d'ouvertures par étage et par côté (côté atrium et côté double-peau). De plus, ils montrent que l'ajout de la cheminée solaire permet d'augmenter le tirage de façon conséquente.

1.2.1.2 Double-peaux photovoltaïques

Au début des programmes de développement de l'énergie photovoltaïque intégrée au bâtiment, les panneaux PV étaient principalement installés en toiture, en configuration de double-peau inclinée, comme le montre la photo 1.9(a). Aujourd'hui, le développement massif du PV pose le problème du gisement de surface ; or, en milieu urbain les bâtiments offrent de nouvelles potentialités de développement du PV avec les surfaces verticales. Le but de l'intégration de l'énergie photovoltaïque en configuration double-façade verticale est de tirer partie des avantages de la double-peau classique en lui ajoutant une fonction de production d'électricité. L'idée est de diversifier les sources d'énergie, la double-façade photovoltaïque pouvant fournir de la chaleur (utilisable directement ou comme moteur pour la ventilation naturelle) et de l'électricité. Dans ce type d'installation, la façade vitrée constituant la double-peau est remplacée, soit en intégralité (voir fig. 1.10(b)), soit en partie (pour laisser passer la lumière, fig. 1.9(b) et 1.10(a)) par des panneaux photovoltaïques.

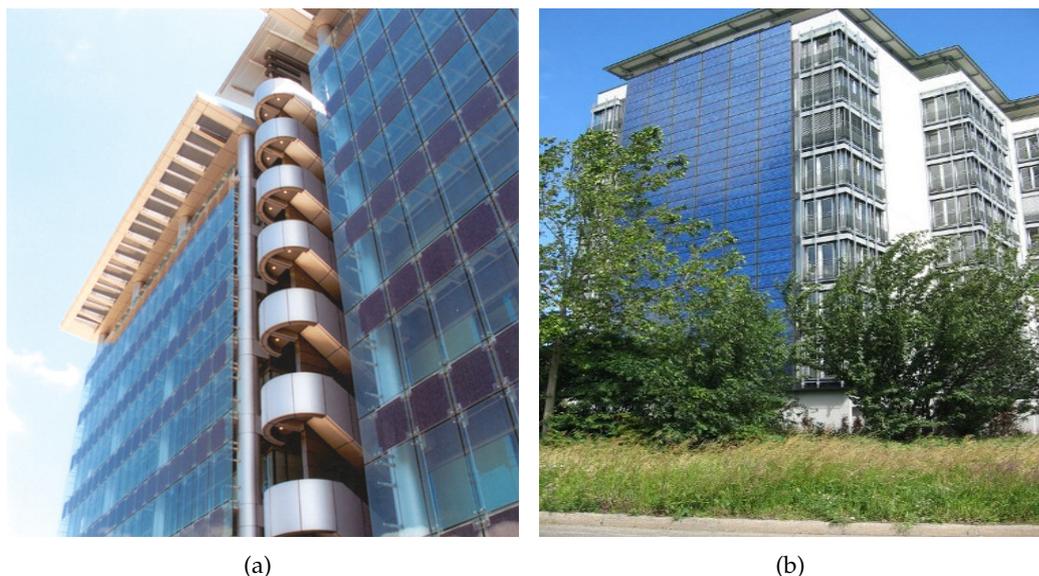


FIGURE 1.10 – (a) Double-peau photovoltaïque avec une alternance de vitrage et de panneaux PV (zones sombres) sur un immeuble du parc scientifique de Hong Kong en Chine. (b) Double-façade entièrement photovoltaïque sur un immeuble de Fribourg-en-Brisgau en Allemagne.

Modifications de fonctionnement liées aux panneaux photovoltaïques

L'utilisation de panneaux (ou de cellules) photovoltaïques comme constituants de la double-façade apporte certaines modifications de fonctionnement. Le fonctionnement d'une double-peau photovoltaïque est schématisé sur la figure 1.11. Ici il s'agit d'une double-façade composée d'une alternance de panneaux PV et de vitrages sur un immeuble. Contrairement à la double-peau traditionnelle où la façade primaire joue le rôle de capteur solaire et la façade secondaire ne sert qu'à l'effet de serre ; la façade secondaire d'une double-peau photovoltaïque assure les deux fonctions (effet de serre et capteur de chaleur). En effet, les cellules photovoltaïques actuelles transforment environ 15 % du rayonnement solaire capté en électricité ; les 85 % restant sont transformés en chaleur qui s'évacue par les deux faces du panneau. Ainsi les panneaux photovoltaïques jouent le rôle de capteurs solaires dans la double-peau. Par ailleurs, une partie du rayonnement solaire qui traverse les zones vitrées de la façade secondaire est captée par les murs de la façade primaire créant ainsi une alternance de zones chaudes (représentées en rouge sur la figure 1.11) qui vont alimenter l'écoulement de convection naturelle dans la double-peau.

Ce type d'installation est assimilable à un capteur photovoltaïque-thermique (PV-T) avec une fonction de production d'électricité et une fonction de production d'air chaud. Il demande donc une gestion intelligente de la production qui s'adapte aux besoins du bâtiment en favorisant une fonction par rapport à l'autre.

Double-peaux photovoltaïques dans la littérature

Plusieurs études se sont penchées sur l'impact, d'un point de vue électrique et thermique, d'une double-façade photovoltaïque sur des bâtiments de grande taille (type hôtel ou immeuble de bureaux). Cependant, la plupart des études actuelles sont appliquées à des climats chauds d'Asie (Chine, Corée, Inde...) et les principaux

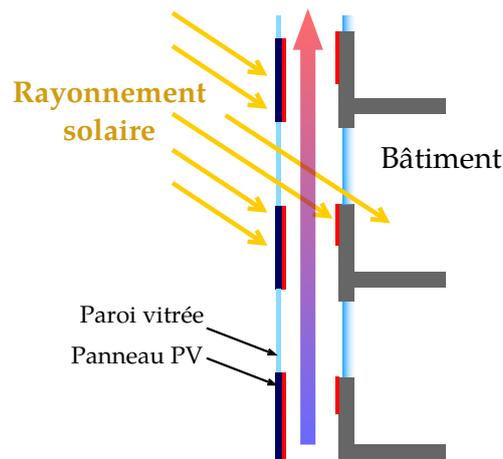


FIGURE 1.11 – Schéma d'une double-façade photovoltaïque alternée (alternance de panneaux PV et de vitrages) sur un immeuble.

objectifs restent de déterminer le rendement électrique de l'installation et son efficacité en tant qu'élément d'ombrage, permettant ainsi de diminuer les besoins en climatisation.

C'est le cas par exemple de Yoo [87] qui teste l'efficacité de panneaux PV intégrés au bâtiment en fonction de la saison, de l'orientation des panneaux et de l'albedo du sol à l'aide du programme SOLCEL qui calcule le rendement annuel de panneaux PV en fonction des géométries du bâtiment et du rayonnement incident (méthode de lancer de rayon). Li et al. [48] regardent eux l'influence du remplacement des vitrages d'un bâtiment par des panneaux PV semi-transparents (panneaux « bi-verre » avec des cellules en silicium amorphe) en terme de rendement électrique, de besoins en éclairage et en climatisation. Les calculs sont faits sous Visual Basic et les caractéristiques des modules PV sont obtenues par des données expérimentales. James et al. [45] comparent différentes solutions d'ombrage dont l'une intégrant des surfaces PV, pour un atrium vitré en terme de coût de construction, rendement, luminosité et bilan carbone. Ils remarquent que les cellules classiques ne coûtent pas beaucoup plus cher que les matériaux vitrés utilisés pour cette application. Ils concluent en disant que la solution de cellules PV directement intégrées dans le vitrage (panneaux « bi-verre ») est, même si elle est plus chère que la pose de panneaux PV encapsulés, la solution la plus intelligente d'un point de vue économique et architectural. Pour eux, cette application est la plus appropriée pour le PV intégré de nos jours.

En 2003, Chow et al. [23] ont comparé numériquement trois configurations pour un hôtel de 30 étages à Macao (zone subtropicale humide de la Chine). Les simulations numériques sont faites avec le logiciel ESP-r qui est particulièrement utilisé pour simuler le comportement de bâtiments intégrant des systèmes solaires (passifs et/ou actifs). La double-peau, d'une largeur de 3 m, est installée sur la partie centrale du bâtiment sur toute la hauteur. Les auteurs comparent 4 cas : sans panneau photovoltaïque, avec des panneaux directement montés sur la façade et avec des panneaux en configuration de double-peau ouverte ou fermée sur les côtés verticaux. Le haut et le bas de la double-façade restent toujours ouverts. Deux aspects sont étudiés : l'apport de chaleur à l'intérieur du bâtiment et la production électrique (liée à la température des cellules PV) sur l'année. D'un point de vue électrique les 3 configurations sont quasiment identiques (moins de 1 % de différence) car ils considèrent que dans le cas où les panneaux sont montés sur le mur, ils sont

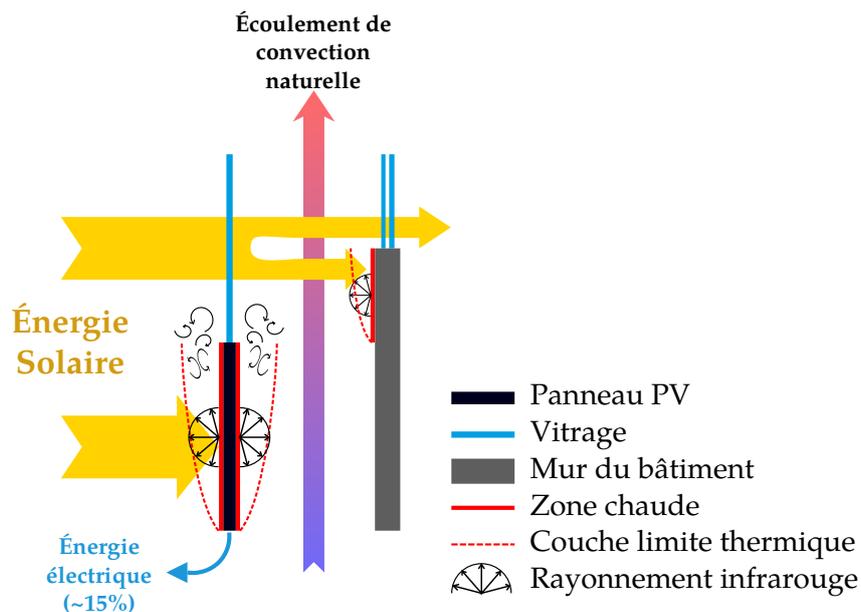


FIGURE 1.12 – Schéma des différents transferts de chaleur intervenant dans une double-peau photovoltaïque. Ici le rayonnement incident est normal pour des raisons de clarté.

refroidis par la climatisation du bâtiment. Cependant, les deux configurations de double-façade permettent de réduire l'apport de chaleur dans le bâtiment de 53 %, contre 34 % en configuration collée. Cette étude conclue sur l'intérêt d'intégrer les panneaux PV aux bâtiments en configuration de double-façade ; d'autant plus que lorsqu'ils considèrent que les cellules sont refroidies par la climatisation du bâtiment, ils ne prennent pas en compte la consommation supplémentaire liée à celle-ci qui augmente la consommation électrique globale. Le choix d'une double-peau ouverte ou non sur les côtés se fait en fonction de la volonté d'utiliser la chaleur provenant de la double-façade.

Cependant, la portée de ces études, souvent numériques, est limitée car elles utilisent des paramètres globaux et sont souvent menées pour un bâtiment bien précis. Une meilleure prédiction du comportement des façades double-peaux PV et leur optimisation nécessite une meilleure compréhension des phénomènes physiques en jeu.

1.2.2 Analyse physique du comportement d'une double-peau photovoltaïque

Comme mentionné précédemment, le rendement électrique des cellules PV décroît avec la température ; c'est pourquoi il est important de bien comprendre l'ensemble des différents types de transfert thermique intervenant dans une double-façade photovoltaïque. Le schéma 1.12 présente ces transferts de chaleur dans le cas d'une double-peau constituée d'une alternance de vitrages et de panneaux PV.

En négligeant la réflexion de la façade secondaire, le rayonnement solaire reçu se divise en deux parties : une partie absorbée par les panneaux PV ; et une seconde transmise à travers les zones vitrées (la faible part absorbée par les vitrages est négligée).

Concernant l'énergie solaire absorbée par la paroi ensoleillée, seule une partie (~ 15 %) est transformée en électricité par photo-conversion, le reste étant dissipé

sous forme de chaleur vers l'extérieur (en face avant) et dans la double-peau (en face arrière). La partie du rayonnement solaire transmise à travers le vitrage externe est à nouveau divisée en deux : une partie transmise à travers les vitres de la façade primaire, qui va contribuer au chauffage du bâtiment ; et une seconde absorbée par les murs de la façade primaire. L'air est considéré ici comme transparent sur tout le spectre du fait de la faible épaisseur de la double-peau et des niveaux de température atteints.

Dans cette configuration, l'intérieur de la double-peau est ainsi constitué d'une alternance de zones chaudes, situées sur les deux parois, qui vont engendrer un écoulement de convection naturelle entre ces deux parois. Ce système fait donc intervenir les trois modes de transfert de chaleur :

- la conduction, qui va tendre à uniformiser la température dans les panneaux PV et dans les murs de la façade primaire ;
- le rayonnement entre les surfaces chaudes de la double-peau (panneaux PV et murs) et vers l'extérieur, qui tend à redistribuer le flux de chaleur incident ;
- la convection naturelle ou forcée (en cas de couplage à une ventilation mécanique ou en présence de vent) à l'intérieur ou à l'extérieur de la double-peau, qui extrait une partie de l'énergie reçue.

À cela s'ajoute le phénomène de photo-conversion intervenant dans le bilan énergétique du panneau. L'optimisation du fonctionnement d'un tel système nécessite donc l'étude de ces trois types de transfert et des mécanismes physiques impliqués ; c'est pourquoi une étude multi-échelle a été mise en place au CETHIL.

1.2.3 Étude multi-échelle d'une double-façade photovoltaïque au CETHIL

Afin d'étudier l'intégration à grande échelle de composants photovoltaïques aux bâtiments, une étude multi-échelle a été mise en place au CETHIL. Cette étude s'appuie sur des dispositifs expérimentaux et des simulations numériques en laboratoire ainsi que sur des double-peaux de taille réelle installées en extérieur sur une maison test et sur un immeuble de bureau (voir photos 1.13). L'originalité de cette étude, qui la rend très différente de celles de Brinkworth et al. (cf. §1.1.2.5), est son approche physique du problème. Contrairement à la plupart des études qui s'intéressent aux systèmes de double-peaux et à leur optimisation (largeur du canal, hauteur, obstacle...), il a été choisi ici d'étudier séparément les différents phénomènes physiques (photo-conversion, convection naturelle, rayonnement, conduction) dans le but, à terme, de les regrouper pour comprendre le fonctionnement global du système. Cette approche permet une compréhension beaucoup plus fine de la double-façade qui permettra à terme de mettre en place des outils pour son dimensionnement.

Cette étude repose sur deux projets ANR : les projets RESSOURCES (PREBAT 2007, convention ADEME-0705C0076) et CERISES (ANR-08-JCJC-0018-01). Le projet RESSOURCES (Redéfinition des EnveloppeS des BâtimentS par Optimisation et Utilisation Rationnelles de Composants générateurs d'Electricité Solaire) est coordonné par le CETHIL et réalisé en collaboration avec EDF R&D, Tenesol, Technal (Hydro Building Systems France), Jacques Ferrier Architecture et le laboratoire LEEVAM (Université de Cergy). Il repose sur deux parties : une partie scientifique qui étudie finement le fonctionnement de la double-façade (du fonctionnement de la cellule à la compréhension de l'écoulement de convection naturelle) ; et une partie technologique qui porte sur l'intégration sur les bâtiments neufs et existants en tenant compte des aspects esthétique et fonctionnel. La partie scientifique du projet



FIGURE 1.13 – Photos des deux prototypes de double-façades construits dans le cadre du projet RESSOURCES. À gauche, deux double-peaux façade et toiture installées sur la maison ETNA située sur le site EDF R&D des Renardières ; à droite, la double-façade de 7 m de haut par 4 m de large installée sur l'immeuble de Technal à Toulouse.

est complétée par un projet plus amont, CERISES (ConvEction and Radiation In Solar Energy Systems) porté aussi par le CETHIL et qui se focalise sur l'étude des écoulements de convection naturelle et des transferts en conditions contrôlées. Les deux points forts de ces projets sont d'une part l'interaction entre laboratoires, industriels et architectes qui permet de faire le lien entre les aspects recherches et l'intégration en conditions réelles ; et d'autre part, le fort couplage entre les recherches expérimentales et numériques. Les études expérimentales permettent d'obtenir des données de référence pour valider les simulations numériques et pour mettre au point un modèle de comportement global indispensable pour le dimensionnement des différentes solutions d'intégration.

Cette thèse, qui fait partie du volet scientifique des projets RESSOURCES et CERISES, est focalisée sur la convection naturelle dans la double-façade sous une approche expérimentale.

1.2.4 Positionnement de l'étude : recherche amont sur la convection naturelle dans la double-peau

La recherche amont est essentielle dans ce type de projet car elle permet de sortir des cas particuliers pour obtenir des résultats plus généraux applicables à différents types de double-peau. Certes ces résultats sont moins précis, car non adaptés à chaque cas spécifique, mais ils ont une portée bien plus large. De plus, dans le cas des double-façades photovoltaïques, il est essentiel de comprendre clairement les interactions entre la cinématique et les transferts de chaleur dans l'écoulement de convection naturelle ainsi que de faire le lien entre le débit dans la double-peau et la puissance électrique « réelle » extraite des cellules PV.

Pour cette étude amont, il a été choisi de monter un dispositif expérimental en laboratoire pour observer finement le comportement cinématique et thermique de cet écoulement. Pour cela le système de double-peau est modélisé par un canal vertical dont les deux parois principales sont chauffées.

1.3 Étude bibliographique sur la convection naturelle en canal vertical

Ici, la double-façade est modélisée par un canal vertical avec chauffage pariétal et seul l'écoulement de convection naturelle dans ce canal est étudié. Certaines notions de base de la convection naturelle seront rappelées avant de regarder la littérature existante sur le sujet.

1.3.1 Rappels théoriques sur la convection naturelle en canal vertical

Le terme convection vient du latin « convectio », tiré du verbe « conveho », qui signifie action de transporter [34]. Il désigne aujourd'hui un mode de transfert thermique correspondant à un transfert de chaleur dû au mouvement d'un fluide. Trois types d'écoulements convectifs sont distingués :

- la convection forcée, où l'écoulement est dû à une force extérieure ;
- la convection naturelle ou libre, lorsque l'écoulement est seulement dû à une variation de densité du fluide ;
- et la convection mixte qui est une combinaison des deux.

Plus précisément, on parle de convection forcée pure lorsque l'effet des variations de densité est négligeable devant celui de la force extérieure.

Le modèle d'équations de Navier-Stokes permet de décrire les écoulements de convection. Ces équations font souvent l'objet de simplifications adaptées dont la plus classique est l'approximation de Boussinesq (voir annexe A).

1.3.1.1 Approximation de Boussinesq

L'approximation de Boussinesq est très utilisée en convection naturelle en canal vertical, elle permet de simplifier les équations de Navier-Stokes en admettant notamment que la compressibilité du fluide joue un rôle uniquement dans le terme de poussée d'Archimède. Gray et Giorgini [40] l'énonce comme cela :

L'approximation de Boussinesq consiste en trois points :

1. *La masse volumique est supposée constante exceptée dans l'écriture des forces directement responsables de la convection (comme la poussée d'Archimède par exemple) ;*
2. *Toutes les autres propriétés thermophysiques du fluide sont supposées constantes ;*
3. *La dissipation de chaleur due à la viscosité du fluide est négligeable.*

Cette approximation permet ainsi d'aborder les équations avec un modèle incompressible, sans perdre le couplage cinématique thermique dû aux variations de masse volumique. Toutes les propriétés thermo-physiques sont développées en série de Taylor par rapport à la température et simplifiées à l'ordre 0, sauf pour la masse volumique simplifiée à l'ordre 1 :

$$\rho g = \rho_0 g (1 - \beta_0 (T - T_0)) ; \quad (1.1)$$

où T_0 est une température de référence et β est le coefficient de dilatation thermique isobare :

$$\beta = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P .$$

L'indice 0 indique que les propriétés thermophysiques sont toutes calculées pour une température de référence T_0 .

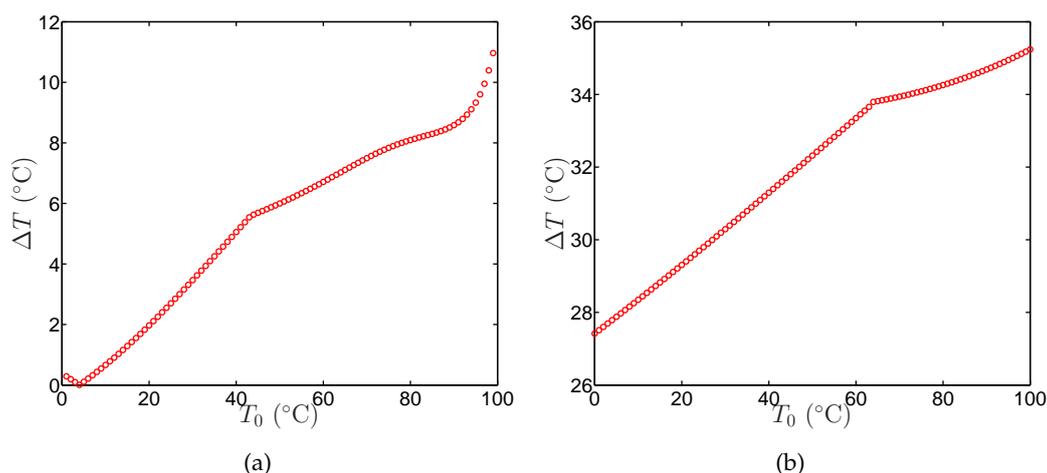


FIGURE 1.14 – Évolution de l'écart de température maximal acceptable pour rester dans le domaine de validité de l'approximation de Boussinesq en fonction de la température de référence pour l'eau à gauche et l'air à droite.

Cependant, cette approximation n'est valable que sous certaines conditions (cf. annexe A). En effet, la simplification à l'ordre 0 ou 1 des propriétés thermophysiques du fluide implique que l'ordre supérieur est négligeable. Gray et Giorgini [40] considèrent cet ordre supérieur négligeable s'il est inférieur à 10 % de l'ordre précédent. Cette hypothèse détermine un écart de température maximal ΔT dépendant de la température de référence T_0 . L'approximation de Boussinesq est alors considérée valable si la température en tout point de l'écoulement et à chaque instant reste dans la gamme $[T_0 - \Delta T ; T_0 + \Delta T]$. Les figures 1.14(a) et 1.14(b) présentent ces écarts pour l'eau et l'air. Par exemple, pour de l'eau à 40°C, l'écart maximal est de 5°C tandis qu'il est de 31°C pour de l'air à la même température.

Sur une double-façade réelle, par temps chaud ($\sim 30^\circ\text{C}$), la température en sortie peut atteindre 70 à 80°C. Dans ce cas, si l'on choisit 50°C comme température de référence, l'écart de température maximal acceptable pour rester dans les conditions de l'approximation de Boussinesq est d'environ 32°C. L'approximation de Boussinesq est donc valable dans le cas d'une double-façade et cette application peut être étudiée en effectuant un changement d'échelle basé sur les nombres de Rayleigh et de Nusselt (cf. § 1.3.1.3).

1.3.1.2 Géométrie du problème

La figure 1.15 présente la géométrie globale du problème et les différentes notations utilisées. Les deux parois principales du canal vertical sont dans des plans xOz (x désignant la verticale ascendante) et les parois latérales (dans les plan xOy) peuvent être ouvertes ou fermées selon les études. La hauteur (selon x) du canal est notée H , son écartement (selon y) est noté b et sa profondeur (selon z) l . En général $l \gg b$ pour considérer l'écoulement 2D dans le plan xOy central du canal. Les vitesses instantanées dans le canal associées aux directions x , y et z seront notées respectivement U , V et W ; et la température instantanée dans le canal sera notée T . Les conditions aux limites sur les parois principales sont des conditions de température (T) ou de densité de flux de chaleur (q) imposée. Le chauffage pouvant être symétrique ou non, ces conditions seront notées avec un indice 1 pour la paroi droite ($y = b$) et 2 pour la gauche ($y = 0$). L'environnement extérieur au canal est considéré immobile et à température fixe égale à la température d'entrée T_e .

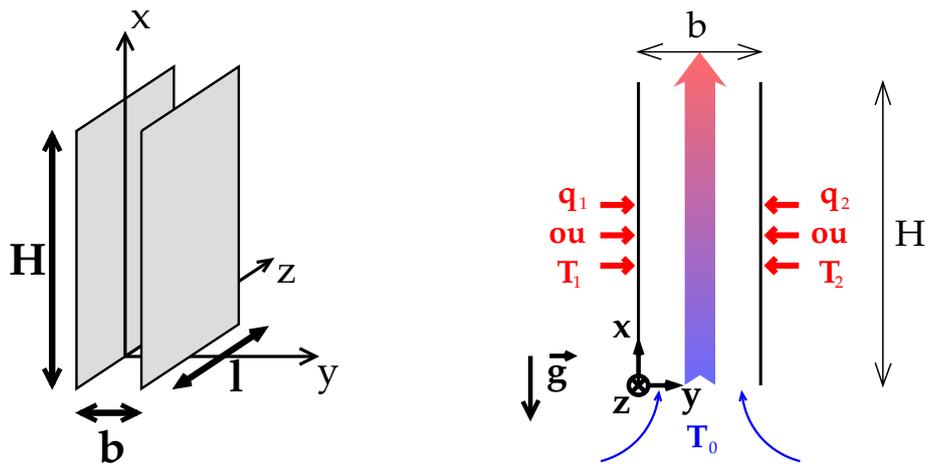


FIGURE 1.15 – Schéma de la géométrie d'un canal vertical en 3D à gauche et en 2D dans le plan xOy à droite.

1.3.1.3 Nombres adimensionnels utilisés en convection naturelle

Les 5 principaux nombres sans dimension utilisés en convection naturelle en canal vertical sont :

- le nombre de Prandtl Pr ;
- le nombre de Grashof Gr ;
- le nombre de Rayleigh Ra ;
- le nombre de Nusselt Nu ;
- et le nombre de Reynolds Re .

À ces 5 nombres, peuvent être ajoutés les nombres sans dimension issus de la géométrie : $\Gamma = \frac{b}{H}$ et $\Pi = \frac{b}{l}$.

Les nombres adimensionnels géométriques

Les nombres Γ et Π caractérisent la géométrie du problème. Π caractérise le côté 2D de l'écoulement. En effet dans la plupart des études et des applications réelles, $\Pi \ll 1$ ce qui permet de considérer l'écoulement invariant selon z et donc bidimensionnel dans un plan xOy .

Le nombre Γ est le plus utilisé car il est le seul à intervenir dans un écoulement 2D. Pour une application de double-façade, $\Gamma \ll 1$.

Le nombre de Prandtl

Le nombre de Prandtl est le rapport entre la viscosité cinématique (ν) et la diffusivité thermique (a), il s'écrit :

$$Pr = \frac{\nu}{a}. \quad (1.2)$$

Dans le cas d'un écoulement en proche paroi, $Pr \gg 1$ (respectivement $\ll 1$) indique que la couche limite thermique sera beaucoup moins (respectivement beaucoup plus) épaisse que la couche limite visqueuse. Le nombre de Prandtl caractéristique de l'air est de 0,72 (il est quasiment indépendant de la température) tandis que celui de l'eau est de 6,1 à 25°C et de 4,9 à 35°C.

Le nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt représente le rapport entre le flux convectif (q) et le flux conductif ($\frac{\lambda\Delta T}{L}$), il s'écrit :

$$Nu = \frac{qL}{\lambda\Delta T} = \frac{hL}{\lambda}; \quad (1.3)$$

où q , L et ΔT sont respectivement une densité de flux de chaleur, une longueur et un écart de température caractéristiques et λ la diffusivité thermique du fluide.

Les deux nombres de Nusselt les plus utilisés sont : Nu_b , qui est basé sur la largeur du canal ($L = b$ dans éq. 1.3); et Nu_H , basé sur la hauteur ($L = H$ dans éq. 1.3).

Lorsque le nombre de Nusselt est proche de 1, la majorité du transfert thermique se fait par conduction et il n'y a quasiment pas d'écoulement puisque peu de convection. Lorsque le nombre de Nusselt est supérieur à 1, le transfert par convection est actif. Le nombre de Nusselt est très utilisé pour caractériser l'efficacité des échanges convectifs ; ainsi beaucoup d'études cherchent à le maximiser. Le cas $Nu = 1$ correspond au transfert conductif ; le fait que l'on trouve dans la littérature des nombres de Nusselt inférieur à 1 est en général dû au fait que la longueur caractéristique choisie est supérieure à la distance entre les sources chaude et froide.

Dans certains domaines et notamment en thermique du bâtiment, le transfert de chaleur est caractérisé par le coefficient d'échange convectif h . Dans cette étude, les transferts de chaleur seront caractérisés par le nombre de Nusselt, comme la majorité des études de convection naturelle en canal vertical ; d'autant plus que h est très dépendant du fluide utilisé.

Le nombre de Grashof

Le nombre de Grashof est un nombre très important en convection naturelle, il compare les forces motrices (ici la poussée d'Archimède) aux forces résistantes (les forces de viscosité) et s'écrit :

$$Gr = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu^2}; \quad (1.4)$$

où g est l'accélération de la pesanteur. Une variante très utilisée de ce nombre est le nombre de Rayleigh.

Le nombre de Rayleigh

Deux types de nombre de Rayleigh sont rencontrés dans la littérature en fonction du type de conditions aux limites thermiques. Pour une condition de température imposée (condition de Dirichlet), le nombre de Rayleigh (noté Ra_T) est le produit du nombre de Grashof (Gr) et du nombre de Prandtl (Pr) :

$$Ra_T = Gr \times Pr = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\alpha}. \quad (1.5)$$

Pour une condition de densité de flux de chaleur imposée (condition de type Neumann), le nombre de Rayleigh (noté Ra_q) s'écrit généralement comme le produit des nombres de Prandtl, Grashof et Nusselt :

$$Ra_q = Gr \times Pr \times Nu = \frac{g\beta q L^4}{\nu a \lambda}; \quad (1.6)$$

De nombreuses définitions pour le nombre de Rayleigh sont utilisées dans la littérature en convection naturelle en canal vertical, les quatre plus fréquentes seront notées :

- Ra_{Tb} : nombre de Rayleigh basé sur la largeur du canal ($L = b$) avec température(s) imposée(s) au(x) paroi(s) ;
- Ra_{TH} : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur du canal ($L = H$, très utilisé en convection sur plaque plane verticale) avec température(s) imposée(s) au(x) paroi(s) ;
- Ra_{qb} : nombre de Rayleigh basé sur la largeur du canal avec densité(s) de flux de chaleur imposée(s) au(x) paroi(s) ;
- Ra_{qH} : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur du canal avec densité(s) de flux de chaleur imposée(s) au(x) paroi(s).

De plus, dans de nombreuses études, le rapport d'aspect du canal ($\Gamma = b/H$) est pris en compte à travers un nombre de Rayleigh modifié noté Ra^* (Ra_{Tb}^* , Ra_{TH}^* , Ra_{qb}^* ou Ra_{qH}^*) :

$$Ra^* = Ra \times \Gamma. \quad (1.7)$$

La majorité des caractérisations d'écoulements en canal vertical sont faites en fonction du nombre de Rayleigh ou du nombre de Rayleigh modifié. En général, les nombres de Rayleigh étudiés dépendent fortement de l'application visée. Pour du refroidissement de composants électroniques, les études sont faites à faibles nombres de Rayleigh modifiés ($Ra_{Tb}^* \leq 10^5$) ; tandis que pour des applications de type double-peau les auteurs cherchent à atteindre de très grands nombres de Rayleigh ($Ra_{qb}^* \geq 10^7$) et sont souvent limités par la taille de leurs dispositifs expérimentaux.

Le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est le moins utilisé de ces cinq nombres car il concerne la cinématique de l'écoulement, alors que pendant longtemps la convection naturelle était vue uniquement comme un problème de thermique. Cependant, on s'aperçoit aujourd'hui que ce type de problème ne peut être traité sans s'intéresser au couplage cinématique-thermique. Le nombre de Reynolds compare les termes d'advection et de diffusion de la quantité de mouvement :

$$Re = \frac{Q}{l\nu}; \quad (1.8)$$

où Q est le débit volumique dans le canal :

$$Q = \int_0^b \int_0^l U \cdot dy \cdot dz. \quad (1.9)$$

Le nombre de Reynolds est souvent utilisé pour déterminer la transition d'un écoulement isotherme du régime laminaire au régime turbulent. Pour la convection naturelle cette transition a souvent lieu à de faibles nombres de Reynolds et est plutôt caractérisée par le nombre de Rayleigh.

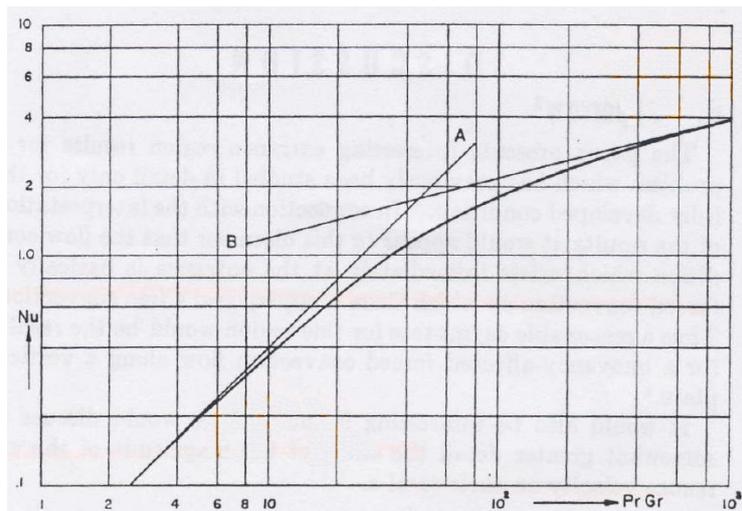


FIGURE 1.16 – Figure extraite de l'article de Bodoia et Osterle [15] présentant l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Cette figure présente les deux asymptotes liées aux régimes remarquables : le régime diffusif (A) et le régime de plaque plane verticale (B).

1.3.1.4 Régimes d'écoulements laminaires remarquables

Deux régimes particuliers sont observés dans les écoulements laminaires de convection naturelle en canal vertical. Aux très petits Rayleigh, $Ra^* \rightarrow 0$ (i.e. $\Gamma \rightarrow 0$, $\Delta T \rightarrow 0$ ou $q \rightarrow 0$), un régime diffusif ou pleinement développé est observé, les couches limites thermiques sur chaque paroi se rejoignent très rapidement et la conduction est le mode de transfert prédominant dans le canal. Aux Rayleigh plus grands, mais limités à des valeurs modérées pour rester dans le cas d'un écoulement laminaire, les couches limites thermiques restent indépendantes et l'écoulement correspond à celui observé le long d'une plaque plane verticale. Ces régimes laminaires ont été abordés en premier par Bodoia et Osterle en 1962 [15]. Ils ont proposé une solution de l'écoulement de convection naturelle dans un canal vertical avec un chauffage symétrique à température imposée. Ils ont montré que l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh admet deux asymptotes qui correspondent aux deux régimes : pour $Ra_{Tb} < 5$ le régime d'écoulement est diffusif et pour $Ra_{Tb} > 500$ l'écoulement est semblable à celui le long d'une plaque plane verticale. Ces deux régimes sont présentés sur la figure 1.16 extraite de leur article.

Ces régimes sont bien sûr valables pour des écoulements laminaires et stationnaires. Par la suite, les termes « fd » (Fully Developed) et « ppv » (Plaque Plane Verticale) seront utilisés pour désigner respectivement l'écoulement diffusif et celui le long d'une plaque plane verticale.

Ces deux régimes laminaires stationnaires disposent de solutions analytiques ou semi-analytiques desquelles peuvent être extraites certaines corrélations.

Régime diffusif

Aung a été le premier en 1972 [6] à publier la résolution analytique de l'écoulement diffusif en canal vertical pour des conditions de température et de densité de flux de chaleur imposée symétrique ou non. Pour une condition de température

imposée, il montre que :

$$Nu_b = C_L Ra_{Tb}^* ; \quad (1.10)$$

où $C_L = \frac{4r_T^2 + 7r_T + 4}{360}$ et $r_T = \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0}$ est le coefficient d'asymétrie de température de paroi ($T_1 \leq T_2$). L'écart de température de référence utilisé est celui entre la paroi droite (T_2) et l'entrée (T_0) et la densité de flux de chaleur de référence (q) est définie comme la densité de flux sortante rapportée aux surfaces chauffantes :

$$q = \int_0^b \frac{\rho C_p}{2H} U(T - T_0) . dy.$$

Pour un canal vertical avec un chauffage isotherme uniforme, la solution est donc :

$$Nu_b = \frac{Ra_{Tb}^*}{24}. \quad (1.11)$$

En revanche, pour des conditions de densité de flux de chaleur imposée, la résolution n'aboutit pas à une solution unique, car elle dépend notamment d'un gradient de température vertical qui reste indéterminé. Les corrélations ne peuvent être obtenues qu'avec l'aide de simulations ou d'expériences.

Écoulement laminaire le long d'une plaque plane verticale

La première étude sur les écoulements le long d'une plaque plane verticale est celle d'Ostrach 1952 [64] qui s'intéressa au cas isotherme. En 1956, Sparrow et Gregg [76] travaillèrent, eux, sur le cas de chauffage à densité de flux de chaleur imposée. Ces deux études proposent une solution auto-similaire de l'écoulement le long d'une plaque plane verticale et montrent que le nombre de Nusselt évolue en fonction du nombre de Rayleigh à la puissance 1/4 pour une température imposée et à la puissance 1/5 pour une densité de flux de chaleur imposée :

$$Nu = C_T Ra_T^{1/4} ; \quad (1.12a)$$

$$Nu = C_q Ra_q^{1/5}. \quad (1.12b)$$

Les constantes C_T et C_q sont fortement dépendantes du nombre de Prandtl (variant en fonction du fluide utilisé et de la température de fonctionnement), mais aussi de la façon dont ont été calculés les nombres sans dimension (détermination des ΔT , température utilisée pour le calcul des propriétés thermophysiques, etc). Par exemple, pour C_T , Ostrach [64] obtient 0,548 dans l'air ($Pr = 0,72$), mais il donne aussi des valeurs pour d'autres nombres de Prandtl. Sparrow et Gregg [76] ont comparé leurs résultats avec ceux d'Ostrach en transposant leur corrélation :

$$Nu = C_q Ra_q^{1/5} = C_q (Gr \times Pr \times Nu)^{1/5} \Leftrightarrow Nu = C_q^{5/4} Ra_T^{1/4}. \quad (1.13)$$

Ils ont calculé deux Nu basés sur deux ΔT différents : l'un ($\Delta T'$) est la différence entre la température moyenne de la paroi et la température à l'infini, et l'autre ($\Delta T''$) est la différence de température entre la paroi à la demi-hauteur et l'infini. Le tableau 1.2 reprend ces différentes valeurs et montre que la deuxième solution ($\Delta T''$) présente un meilleur accord.

Pr	Ostrach [64]	Sparrow et Gregg [76]	
		$\Delta T'$	$\Delta T''$
0,1	0,219	0,237	0,224
1	0,535	0,573	0,543
10	1,10	1,17	1,11
100	2,07	2,18	2,07

TABLE 1.2 – Valeurs de la constante C_T de l'équation 1.12a pour différentes valeurs du nombre de Prandtl chez Ostrach [64] et Sparrow et Gregg [76] en utilisant deux Nusselt différents basés sur deux écarts de température différents.

Aydin et Guessous [8] font une revue bibliographique intéressante de plusieurs corrélations de la littérature obtenues pour des écoulements laminaires et turbulents le long de plaques planes verticales dans l'air, l'eau et le mercure.

1.3.2 État de l'art

La majorité des études sur les double-façades, photovoltaïques ou non, ont des approches de type système, c'est à dire qu'elles ne considèrent que les paramètres d'entrée/sortie (températures, débits, rendements...); et la plupart d'entre elles utilisent des corrélations obtenues pour le cas élémentaire du canal vertical. Par exemple, Brinkworth [18] cite six corrélations différentes, dont trois de Sparrow ([74], [75], [77]).

Le cas de la convection naturelle en canal vertical a été très largement étudié et ce dès les années 1940. Au début, l'application principale était le refroidissement de composants électroniques; plus tard, le développement de nouvelles applications (réacteur nucléaire, double-façade,...) a contribué à maintenir l'intérêt pour ce type de travaux.

Les travaux d'Elenbaas 1942 [31] figurent parmi les premiers dans ce domaine, il présente un dispositif expérimental de plaques planes verticales chauffées à l'aide d'une densité de flux de chaleur constante (plaques carrées de 12 cm de côté, face à face dans de l'air). Il détermine que les paramètres-clés de ce type d'écoulement sont les nombres de Nusselt, de Grashof et de Prandtl et propose une corrélation les reliant (voir tableau 1.4). Celle-ci est obtenue de façon analytique pour un canal infiniment long et est comparée aux résultats expérimentaux, qui sont corrigés pour être valables avec l'hypothèse de longueur infinie. L'échange convectif est calculé en retranchant la part radiative qui est estimée à partir de mesures sous différents angles. Ces résultats balayent une gamme de Rayleigh modifié (Ra_b^*) allant de 0,1 à 10^5 couvrant ainsi les deux régimes d'écoulement remarquables (cf. § 1.3.1.4). Enfin, Elenbaas détermine l'écartement optimal permettant de maximiser le transfert de chaleur dans le canal : $b_{opt} = 2,604(Ra_b^*/b^4)^{-1/4}$.

Par la suite de nombreux auteurs se sont intéressés au cas du canal vertical chauffé, que ce soit avec une densité de flux de chaleur ou une température imposée et pour différentes configurations de chauffage (symétrique, asymétrique, périodique...). Ces études sont en général abordées sous deux approches différentes. La première approche cherche à évaluer et à quantifier les phénomènes globaux tels que le transfert de chaleur total, les pertes de charge, le débit massique, la température ou la vitesse en sortie, etc. C'est l'approche globale que l'on pourrait qualifier de macroscopique et qui a pour but de faire ressortir des corrélations de type

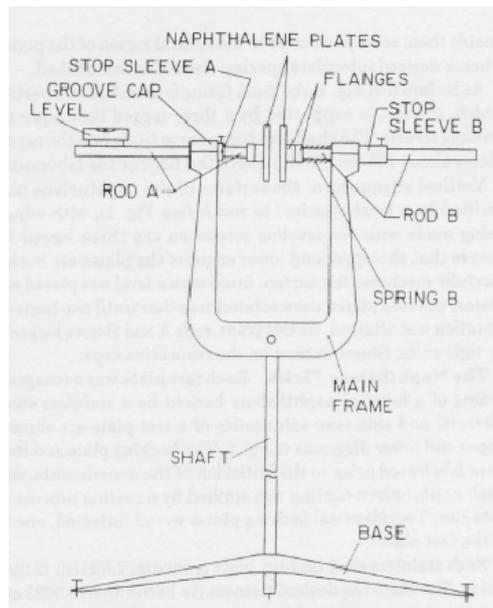


FIGURE 1.17 – Dispositif expérimental de Sparrow et Bahrami [72], semblable à celui d'Elenbaas [31].

$Nu = f(Ra)$ (cf. tableaux 1.4 et 1.5) ou $Re = f(Ra)$ utilisées par la suite dans les études des systèmes. La deuxième, plus fine, que l'on pourrait appeler mésoscopique, regarde la structure interne de l'écoulement, i.e. les profils de vitesse et de température, la transition laminaire/turbulent, les structures tourbillonnaires, les couches limites, etc.

1.3.2.1 Approche globale

En 1980, Sparrow et Bahrami [72] présentent un dispositif expérimental original pour reprendre l'étude d'Elenbaas [31] (voir fig. 1.17). Ils font l'analogie entre transfert de masse (via le nombre de Sherwood) et transfert de chaleur (nombre de Nusselt) en utilisant la sublimation de la naphthaline. Leur dispositif est quasiment le même que celui d'Elenbaas sauf qu'ils recouvrent les parois de naphthaline et qu'ils les pèsent avant et après pour déterminer la quantité de matière qui s'est évaporée. Ils regardent aussi l'influence des parois latérales permettant de fermer les côtés du canal. Ils constatent que sans paroi latérale (expérience d'Elenbaas), pour de faibles Rayleigh modifiés (Ra_b^* , ce qui correspond sur cette expérience à de faibles écartements b), l'approximation 2D n'est plus valable et qu'un autre paramètre prenant en compte l'aspect 3D doit être introduit. De plus ils soulignent l'importance du choix de la température de référence servant à calculer les propriétés thermophysiques du fluide. Leurs résultats diffèrent de 15 % par rapport à ceux d'Elenbaas pour les grands nombres de Rayleigh modifiés ($Ra^* > 100$). Ils l'expliquent par le fait qu'Elenbaas utilise la température de paroi ($\sim 300^\circ C$) pour le calcul des propriétés thermophysiques au lieu d'utiliser une température de fluide qui peut être estimée par la moyenne entre la température de paroi et celle à l'entrée.

Sparrow et al. [73] présentent en 1984 une étude numérique et expérimentale de l'écoulement de convection naturelle dans un canal chauffé d'un seul côté à température imposée. L'expérience est faite dans l'eau avec un canal de 14,5 cm de haut et ils observent une recirculation en sortie le long du mur non chauffé. La non prise en compte de la recirculation dans les simulations ne semble pas gênante

Pr	C	n
0,7	0,667	0,229
2	0,672	0,237
5	0,655	0,245
10	0,635	0,252

TABLE 1.3 – Coefficients de l'équation 1.14 tirés de l'article de Sparrow et al. [73].

pour le calcul des échanges thermiques car elle a lieu sur la paroi non chauffée. Ils donnent des corrélations obtenues numériquement pour des nombres de Prandtl de 0,7 à 10 sous la forme :

$$Nu_b = C(Ra_T^*)^n ; \quad (1.14)$$

où C et n sont des constantes qui dépendent du nombre de Prandtl (voir tab. 1.3).

La même année, Bar-Cohen et Rohsenow [12] présentent une étude analytique très intéressante sur les corrélations entre le nombre de Nusselt et le nombre de Rayleigh modifié (tous les deux basés sur la largeur $Nu_b = f(Ra_b^*)$). Ils s'intéressent aux quatre cas de chauffage : température ou densité de flux de chaleur imposée sur une (asymétrique) ou sur les deux parois (symétrique). Ils partent des solutions pour les régimes de plaque plane verticale et d'écoulement diffusif en canal et proposent, pour chaque cas, une corrélation reliant ces deux asymptotes en utilisant la méthode développée par Churchill et Usagi [24]. Tandis que la plupart des corrélations de la littérature sont du même type que celle de Sparrow et al. [73] (cf. éq. 1.14) et donc ne peuvent prendre en compte le changement d'exposant correspondant au changement de régime ; la méthode de Churchill et Usagi permet de regrouper deux corrélations (une pour chaque régime) en une seule. Ces corrélations se présentent sous la forme :

$$Nu_b = (Nu_{fd}^n + Nu_{ppv}^n)^{1/n} ; \quad (1.15)$$

où n est un coefficient négatif et Nu_{fd} et Nu_{ppv} deux lois de puissance simples pour les deux régimes remarquables. Avec cette combinaison, le Nu_b tend vers le minimum de Nu_{fd} et Nu_{ppv} . Bar-Cohen et Rohsenow obtiennent ainsi quatre corrélations pour les quatre cas de chauffage (voir tableaux 1.4 et 1.5) et ils déterminent pour chaque cas l'écartement optimal menant à un transfert thermique maximal. Pour un chauffage symétrique isotherme ils trouvent $b_{opt} = 2,714(Ra_{Tb}^*/b^4)^{-1/4}$, soit 4 % de plus que l'écartement déterminé par Elenbaas [31].

Dans son étude de 2004, Olsson [62] présente une revue bibliographique des corrélations sur l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour des cas symétriques de température et de densité de flux de chaleur imposée. Il commente plusieurs corrélations différentes et les compare à des résultats expérimentaux issus de la littérature. Il évoque dans un premier temps les différents nombres de Rayleigh utilisés dans la littérature (basés sur la hauteur ou l'écartement, modifiés ou non) mais n'utilise par la suite que le nombre de Rayleigh modifié basé sur l'écartement (Ra_b^*). Il reprend les corrélations de Bar-Cohen et Rohsenow [12] et les modifie de façon à ce qu'elles soient plus en accord avec les données expérimentales ; ainsi pour un chauffage symétrique isotherme il donne :

$$\begin{aligned}
 Nu_b &= \left[Nu_{fd}^{-1,3} + Nu_{ppv}^{-1,3} \right]^{-1/1,3} \\
 &= \left[\left(\frac{Ra_{Tb}^*}{24} \right)^{-1,3} \right. \\
 &\quad \left. + \left(c \frac{0,671}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9}} (Ra_{Tb}^*)^{1/4(1+(Ra_{Tb}^*)^{-0,4})} \right)^{-1,3} \right]^{-1/1,3}.
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

c est une constante ajustée en fonction des données, les valeurs 1,33 et 1,20 correspondent bien à certaines données expérimentales alors que $c = 1$ correspond mieux à l'asymptote de plaque plane verticale. Enfin, il détermine deux corrélations recomposées pour le calcul du nombre de Reynolds en fonction du nombre de Rayleigh modifié pour les deux types de condition aux limites (température ou densité de flux de chaleur imposée).

Moshfegh et Sandberg [59] présentent, en 1998, une étude expérimentale et numérique sur le comportement d'une double-façade photovoltaïque en la modélisant par un canal vertical asymétrique à densité de flux de chaleur imposée. La seule différence avec les autres études se situe au niveau de l'entrée dont la section est verticale avec un coude à angle droit pour entrer dans le canal. La turbulence est prise en compte dans les simulations avec un modèle $k-\epsilon$ et le rayonnement est calculé en considérant les parois et l'entrée respectivement comme des corps gris et noir. Ils présentent plusieurs corrélations sur l'évolution de la vitesse, des températures et des coefficients d'échange convectif (h_c pour la paroi adiabatique et h_h pour la paroi chauffée). Ces deux dernières :

$$h_c = 1,639q^{0,247}, \tag{1.17a}$$

$$h_h = 1,579q^{0,228}, \tag{1.17b}$$

peuvent être mises ensemble pour avoir l'évolution du nombre de Nusselt global sur le canal :

$$\begin{aligned}
 Nu_b &= Nu_c + Nu_h \\
 &= \left(\frac{1,639^{-0,247} \nu ab^{-0,951} L}{\lambda^{3,049} \beta g} Ra_{qb}^* \right)^{0,247} \\
 &\quad + \left(\frac{1,579^{-0,228} \nu ab^{-0,614} L}{\lambda^{3,386} \beta g} Ra_{bq}^* \right)^{0,228}.
 \end{aligned} \tag{1.18}$$

Cependant cette corrélation n'est valable que sur une gamme de Ra_{qb}^* allant de $6,9.10^7$ à $1,7.10^8$.

En 2002, ils présentent une autre étude analytique plus globale [70]. Ils considèrent un modèle où les vitesses, températures et pressions sont constantes sur la section et ne dépendent que de la hauteur et ils introduisent un autre facteur de forme qui prend en compte la position du panneau PV sur la paroi externe. Leur modèle permet de prédire le débit, l'élévation de température et l'évolution de la pression en fonction de la hauteur et du nouveau facteur de forme. De plus, leur modèle, conçu pour un panneau PV unique, peut être facilement appliqué à plusieurs panneaux.

De même, Da Silva et al. 2004 [25], Bhowmik et Tou 2004 [13], et Bhowmik et al. 2005 [14] s'intéressent à des configurations de canal avec quatre sources de chaleur localisées sur la paroi (représentant des composants électroniques). Da Silva et al. [25] se sont intéressés par des méthodes constructales à la répartition optimale de ces sources selon deux configurations : quatre sources identiques différemment espacées, ou une source plus ou moins large dissipant une densité de flux de chaleur constante. Bhowmik et Tou [13] ont aussi regardé le cas d'un canal avec 4 sources, mais en régime transitoire en prenant en compte l'instant d'allumage des sources. Bhowmik et al. [14], quant à eux, ont regardé la convection naturelle, mixte et forcée dans un canal en eau en régime établi. Ils ont obtenu des corrélations en accord avec la littérature.

Cette revue bibliographique (non exhaustive) présente un aperçu de la quantité d'études réalisées avec cette approche globale à l'échelle du canal. Ce type d'étude se limite souvent à des corrélations pour les transferts de chaleur, ou d'autres paramètres clés (débit, largeur optimale...) permettant d'optimiser des systèmes pouvant être modélisés par des canaux verticaux (double-façade, ailettes de refroidissement de composants électroniques...). Cependant, cette revue montre aussi qu'il existe presque autant de corrélations différentes qu'il y a d'études et qu'il est parfois difficile de choisir la plus appropriée (cf. tableaux 1.4 et 1.5). De plus, cette approche globale est souvent insuffisante et une meilleure compréhension locale s'avère nécessaire. À titre d'illustration, les cellules PV sont montées en série sur des lignes dont le rendement est très dépendant de la cellule ayant le rendement le plus bas ; il est donc utile de pouvoir analyser et comprendre où est situé le point chaud dans ce type d'écoulement.

1.3.2.2 Approche locale

C'est dans le but de mieux comprendre la physique des écoulements en canal vertical, que bon nombre de chercheurs ont utilisé une approche plus locale, en s'intéressant aux profils de température et de vitesse.

Hypothèse de convection pure

Dans cette sous-partie seront citées des études faites dans l'hypothèse d'un écoulement de convection pure. En réalité, cette hypothèse est rarement formulée dans les articles, mais ceux-ci ne s'intéressent qu'à la convection pure. Ce sont, soit des études numériques dans lesquelles seule la convection naturelle est prise en compte ; soit des études expérimentales dans lesquelles les transferts radiatifs et conductifs sont négligés ou non discutés.

Bodoia et Osterle présentent en 1962 [15] une simulation numérique 2D stationnaire d'un écoulement pleinement développé en canal chauffé symétriquement à température constante. Ils obtiennent un assez bon accord avec la corrélation d'Elenbaas [31], sauf pour les très faibles valeurs du nombre de Rayleigh où ils rejoignent Sparrow et Bahrami [72] en disant que lorsque le canal est trop étroit, une aspiration apparaît par les côtés brisant le caractère 2D de l'écoulement. Ils obtiennent aussi des profils de vitesse, température et pression pour l'écoulement permanent. En 1972, Aung ([6] et [7]) présente une solution analytique d'écoulement permanent, qu'il compare aussi à une solution numérique et expérimentale. Les résolutions sont faites à température ou densité de flux de chaleur imposée pour un chauffage uniforme, l'expérience est menée avec une température uniforme et les

températures sont mesurées par une méthode d'interférométrie [7]. Ses résultats sur les transferts de chaleur ($Nu = f(Ra)$), obtenus pour des Rayleigh modifiés entre 10^{-1} et 10^4 sont en bon accord avec ceux de Bodia [15] ou d'Elenbaas [31].

En 1973, Miyatake et al. [58] et Miyatake et Fujii [57] présentent des études numériques sur des canaux dont une paroi est adiabatique et l'autre est chauffée respectivement à densité de flux de chaleur et à température imposée. Ils montrent l'évolution des profils de vitesse et de température dans le canal et présentent des corrélations sur les transferts de chaleur locaux. Ils développent donc des corrélations donnant le nombre de Nusselt local (Nu_x calculé sur b et la température de paroi locale) en fonction d'un nombre de Rayleigh et du rapport de forme (Γ) dans lequel la hauteur du canal H est remplacée par l'altitude x :

$$Nu_x = 0,519 \left(\frac{b}{x} Ra_{qb} \right)^{1/5} \quad (Pr = 0,7). \quad (1.19)$$

Par la suite, les études de Penot et al. entre 1980 et 1982 ([27], [26] et [66]) ont montré que les résultats numériques étaient nettement améliorés par la prise en compte de la dépression en entrée. Dans les études numériques citées précédemment ([15], [57] et [58]), la pression en entrée et en sortie étaient considérées égales à la pression hydrostatique. Penot et al. sont parmi les premiers à prendre en compte la différence entre la pression locale en entrée de canal et la pression hydrostatique à la même altitude loin de l'entrée. En appliquant l'équation de Bernouilli entre l'entrée, où la vitesse moyenne vaut u_0 et l'infini où la vitesse est nulle, ils imposent une dépression en entrée de canal égale à $\frac{1}{2}\rho u_0^2$. Dans le cas d'un canal très large, qui peut s'apparenter à une plaque plane verticale, Penot et al. montrent que leur solution s'approche à 0,5 % près de la solution de plaque plane de Sparrow et Greg [76], alors que les auteurs précédents (Aung [6], [7]) étaient à 10 %.

En 1982, Wirtz et Stutzman [85] ont monté un dispositif expérimental de 30 cm de haut pour étudier la convection naturelle dans l'air. Ils ont fait des mesures de température par thermocouple et par interférométrie et leurs résultats sont en très bon accord avec la solution analytique d'écoulement développé de Aung [6]. Par contre pour un Rayleigh modifié supérieur à 2500 et allant jusqu'à 10^4 , leurs mesures sont 10% plus élevées que la solution de plaque plane verticale ([76]), ce qu'ils expliquent par le fait que les couches limites thermiques interagissent même pour de « grands » écartements. Ils proposent aussi une corrélation pour le nombre de Nusselt local sous la même forme que celles données par Miyatake ([58] et [57]).

En 2012, Popa et al. [67] présentent des simulations numériques sous FLUENT sur un canal en eau chauffé asymétriquement à densité de flux de chaleur imposée. La configuration est similaire à celle de Webb et Hill [84] et les simulations sont validées sur une expérience faite dans l'eau (voir §1.3.2.4). L'application envisagée est la double-façade photovoltaïque mais l'étude est faite pour des nombres de Rayleigh (Ra_b^*) ne dépassant pas 4.10^6 . Les auteurs présentent quelques profils de vitesse mais s'intéressent surtout à l'écoulement de retour le long de la plaque non chauffée. La validation sur les résultats expérimentaux n'est faite que sur la taille et la structure des recirculations à partir de visualisations de l'écoulement. Ils montrent que la longueur totale de recirculation est prédite à 6 % près mais la forme de l'écoulement de retour diffère de l'expérience où deux structures distinctes sont observées.

Couplage convection-conduction

Les études citées ci-dessous se sont penchées sur l'effet de la conduction dans les parois du canal et sur son influence au niveau de la condition aux limites en paroi du côté de l'écoulement.

En 1990, Kim et al. [46] présentent une étude numérique sur l'effet de la conduction dans les parois. Ils regardent l'impact de la conduction dans les parois sur la pression, la vitesse, la température, le débit et les transferts de chaleur. Ce type d'étude est intéressant notamment pour les études expérimentales dans l'eau où les éléments chauffants imposant la densité de flux de chaleur (souvent des résistances électriques) sont séparés de l'écoulement par les parois du canal (conductrices de chaleur). Or, Kim et al. [46] montrent notamment que lorsque la conduction augmente (avec l'épaisseur des parois par exemple) la densité de flux de chaleur injectée en paroi n'est plus uniforme et la température des parois s'uniformise. Cependant, ces effets sont atténués avec l'augmentation du nombre de Grashof. Cinq ans plus tôt, Burch et al. [20] ont publié une étude similaire mais pour des conditions de température imposée. De même que Kim et al., ils observent que la conduction dans la paroi tend à uniformiser la température en paroi et favorise les transferts de chaleur en entrée au détriment de ceux en sortie. Cependant, contrairement au cas de densité de flux de chaleur imposée, ils notent que les effets de la conduction dans les parois sont d'autant plus importants que le nombre de Grashof est grand.

Naylor et al. [61] étudient en 1991 l'influence des conditions aux limites en entrée sur la simulation numérique d'un canal vertical avec des conditions de chauffage symétrique isotherme. Les conditions aux limites en entrée sont repoussées aux frontières d'un demi-cercle ajouté en dessous du canal. Leurs résultats sont en bon accord avec la solution analytique de plaque plane verticale [76] et ils montrent la présence d'une zone de décollement en entrée due au fait que celle-ci est en angle droit.

Prise en compte de la conduction et du rayonnement

Les études citées ici ne se sont pas intéressées à l'influence des couplages entre les différents modes de transfert de chaleur, mais elles ont pris en compte les parts respectives de chacun pour quantifier la part des échanges convectifs. Ainsi, les pertes par conduction dans les parois ainsi que les échanges radiatifs dans le canal sont estimés séparément grâce à des simulations numériques.

En 1989, Webb et Hill [84] ont travaillé sur un dispositif expérimental similaire à celui de Wirtz et Stutzman [85]. C'est un canal en air de 30 cm de haut avec une paroi chauffée à densité de flux de chaleur imposée et l'autre adiabatique. La zone chauffée correspond à la demi-hauteur de sorte que l'entrée et la sortie soient adiabatiques ; et ils balayent une gamme de Rayleigh modifié (Ra_{qb}^*) allant de 10^2 à 10^7 . L'originalité de leur étude provient du fait que les transferts radiatifs sont estimés séparément. Ainsi, ils attribuent l'écart avec la solution de plaque plane verticale à ces transferts radiatifs ainsi qu'aux pertes par conduction dans l'isolant placé au dos de la paroi chauffée. Ils présentent, en plus des corrélations classiques sur les transferts de chaleur, une corrélation donnant la température maximale en paroi.

Auletta et al. ([4], [5]) et Manca et al. ([50], [52]) ont étudié expérimentalement l'influence d'extensions adiabatiques en sortie d'un canal avec une condition de

densité de flux de chaleur uniforme. Différentes configurations d'extensions (symétriques, asymétriques, avec un espacement plus grand que celui du canal...) ont été testées pour des chauffages symétrique et asymétrique balayant des nombres de Rayleigh (Ra_{qb}^*) allant de 10^2 à 10^6 . Les températures ont été mesurées en paroi et dans le canal à l'aide d'une perche munie d'un fil froid de $1 \mu\text{m}$ de diamètre placé sur un système de déplacement 2D (selon x et y , cf. fig. 1.15(b)). Ils montrent que l'ajout d'extensions en sortie permet de réduire la température maximale des parois et d'augmenter les transferts de chaleur de 10 à 20 % par rapport au cas sans extension. Enfin ils présentent une corrélation sur l'évolution du nombre de Nusselt en fonction d'un nombre de Rayleigh qui prend en compte la géométrie des extensions. En 2008, Andreozzi et al. [2] ont repris cette étude avec une simulation numérique 2D stationnaire dans laquelle l'atmosphère libre est simulée par des volumes rajoutés en entrée et sortie du canal. Ils sont en bon accord avec les corrélations obtenues par Auleta et al. [5] et montrent que le rapport de forme des extensions qui maximise les transferts dépend fortement du nombre de Rayleigh et très peu du rapport de forme du canal.

Par ailleurs, les articles de Fossa et al. [33] et Ménézo et al. [54] peuvent être soulignés pour s'être penchés sur le cas d'un canal chauffé de façon non uniforme pour de grands nombres de Rayleigh modifiés (Ra_{qb}^* jusqu'à 10^{12} , appliqués aux double-peaux photovoltaïques). Ils ont étudié un canal avec un chauffage périodique alterné sur les deux faces (deux périodicités différentes), ou uniforme sur une face. Ils ont mesuré les températures de paroi à l'aide de thermocouples insérés tous les 5 cm, la hauteur du canal étant de 2 m, afin de déterminer le transfert de chaleur sur chaque zone. Ils donnent des corrélations pour les trois cas et soulignent la prise en compte d'un nouveau paramètre géométrique dans le cas non uniforme qui est la distance par rapport au bord d'attaque de la bande chauffante. Ils montrent que l'alternance entre zones chauffées et non chauffées permet d'améliorer les échanges thermiques jusqu'à 20 %, par rapport à une configuration de chauffage uniforme sur une seule paroi. L'alternance empêche les couches limites thermiques de se développer ce qui augmente fortement l'échange de chaleur local. En 2009, Giroux-Julien et al. [37] ont présenté une étude numérique et expérimentale sur un canal en air similaire construit au CETHIL. Des simulations avec un code CFD sont comparées à des mesures de température en paroi et de vitesse faite par PIV. De même que [33] et [54], plusieurs configurations alternées sont testées pour des nombres de Rayleigh de l'ordre de 10^{10} (appliquées aux double-façades photovoltaïques). Un bon accord est trouvé entre les mesures et les simulations au niveau des débits, mais des écarts, allant jusqu'à 5°C sont observés au niveau des températures de paroi et le transfert convectif est sous-estimé numériquement (14-27 %). Néanmoins, les tendances sont les mêmes et confirment que l'alternance de zones chaudes et froides favorise les échanges convectifs. En 2005, Hernandez et Zamora [43], ont aussi publié une étude numérique 2D stationnaire sur la convection naturelle en canal vertical avec des répartitions de densité de flux de chaleur non uniformes. Cependant, l'article s'intéresse surtout à l'influence des variations des propriétés thermophysiques dans le modèle numérique et les simulations sont faites pour de faibles nombres de Rayleigh modifiés (< 500).

Mises à part les études de Giroux-Julien et al. [37], Fossa et al. [33] et Ménézo et al. [54], la majorité des études présentées ici sont faites pour des faibles gammes de nombres de Rayleigh modifiés (souvent pour des applications électroniques) et l'écoulement dans le canal y est souvent laminaire. Cependant, pour une application de type double-façade il faut s'intéresser à des régimes se situant à des nombres de Rayleigh plus importants et donc à des écoulements potentiellement turbulents.

1.3.2.3 Convection naturelle turbulente

De nombreux auteurs se sont intéressés, notamment depuis la fin des années 1990, au caractère turbulent des écoulements en canal vertical que ce soit à l'aide de simulations numériques ou par des techniques expérimentales. En 1972, Hugot [44] est un des premiers à présenter des profils de température, de vitesses et de coefficients d'échange convectif (la part radiative est estimée de l'ordre de 10 % du transfert total), sur un canal chauffé symétriquement à densité de flux de chaleur imposée, pour des écoulements laminaires et turbulents ($4.10^5 < Ra_{Tb} < 2.10^9$). Il mesure la température dans le canal à l'aide d'un thermocouple et la vitesse à l'aide d'un fil chaud. L'objectif de cette étude est de mieux comprendre l'interaction entre les couches limites des deux parois en fonction de l'écartement. Il montre des profils de coefficient d'échange convectif (h) en fonction de la hauteur et il obtient, pour des grands écartements ($\Gamma > 0,18$) le même comportement que pour une plaque plane verticale avec 4 zones distinctes :

- en bas du canal le régime est laminaire et h décroît en $x^{-1/4}$;
- avec l'apparition des premières instabilités, h croît rapidement ;
- la turbulence se développe et h décroît ;
- quand la turbulence est pleinement développée h reste constant.

Par la suite, l'avènement des techniques optiques de mesure de vitesse (Vélocimétrie par Image de Particules : PIV, Vélocimétrie Laser Doppler : LDV) a permis d'obtenir des profils de vitesse par des méthodes non intrusives.

Miyamoto et al. 1986 [56] ont mesuré des profils de vitesse à l'aide d'un dispositif de LDV dans un canal de 5 m de haut dont l'une des parois est chauffée avec une densité de flux de chaleur imposée, l'autre étant adiabatique, pour des nombres de Rayleigh modifiés basés sur la largeur allant de 10^4 et 4.10^8 . Ils calculent les transferts convectifs après avoir retranché la part radiative qu'ils estiment de l'ordre de 15 à 20 % du transfert total. Ils observent la transition turbulente dans le canal et la comparent avec celle en plaque plane. Ils notent que pour un canal vertical, le pic de température, qui apparaît juste avant la transition pour une plaque plane, est très atténué et que la température est beaucoup plus homogène sur toute la hauteur. En comparant les profils d'intensité turbulente pour la vitesse verticale, ils observent que pour un faible écartement des plaques, l'écoulement est plus turbulent le long de la paroi adiabatique, tandis qu'en les écartant, le pic d'intensité turbulente migre vers la paroi chauffée, en même temps que l'intensité turbulente augmente. De plus, ils montrent la mise en place d'un effet cheminée pour un canal de rapport de forme (Γ) allant de 0,01 à 0,04 ; i.e. lorsqu'ils écartent les parois, les profils de vitesse en entrée ne tendent pas vers deux profils de plaques planes mais restent plats et l'aspiration se fait sur toute la largeur du canal. Observation que feront plus tard Fedorov et Viskanta [32] et Yilmaz et Fraser [86] sur des études numériques.

L'étude expérimentale d'Habib et al. [41] présente des profils de vitesse obtenus par LDV pour un écoulement en canal de 12,5 cm de haut à température imposée (deux parois chauffées ou une paroi chauffée et l'autre refroidie). Ils estiment, d'après leur revue bibliographique, que l'écoulement est turbulent pour un nombre de Rayleigh basé sur la hauteur (Ra_H) supérieur à 10^5 et notent le manque de données expérimentales pour ce type d'écoulement. Ils travaillent autour de $Ra_H = 10^6$ ($\Gamma = 0,32$) et observent, pour un écoulement symétrique, que la vitesse augmente avec la hauteur le long des parois tandis qu'elle diminue au centre. De plus ils observent un écoulement de retour au centre du canal pour $x/H > 0,9$. Pour le cas asymétrique, le comportement est similaire près de la paroi chauffée et un écoule-

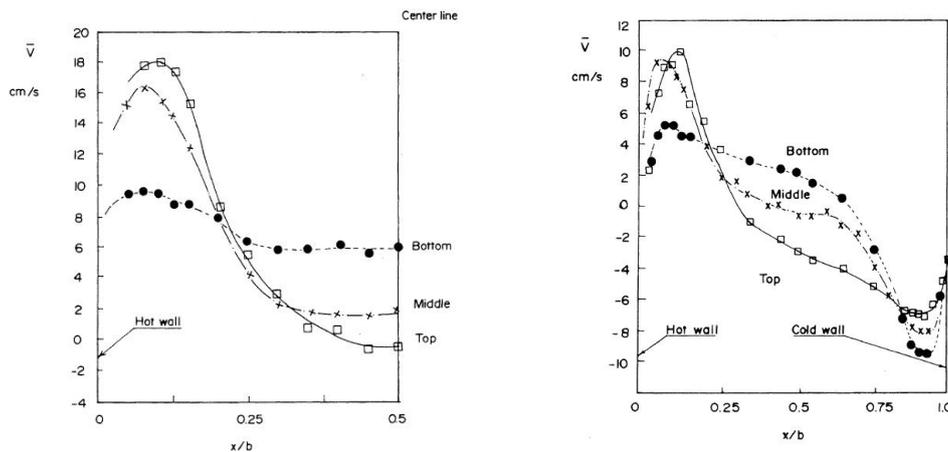


FIGURE 1.18 – Figures extraites de l’article d’Habib et al. [41]. Profils de vitesse moyenne verticale pour trois hauteurs différentes : ●, $y/H = 0,11$; ×, $y/H = 0,55$ et □, $y/H = 0,11$. L’écoulement est symétrique et $Ra_b = 4.10^6$ à gauche et asymétrique avec $Ra_H = 2.10^6$ à droite. Dans cette étude, les auteurs nomment x la coordonnée horizontale, y la coordonnée verticale et \bar{V} la vitesse moyenne verticale.

ment de retour se développe le long de la paroi adiabatique. Ces comportements sont illustrés sur les figures 1.18. Enfin, ils présentent des profils des facteurs d’aplatissement (flatness) et d’asymétrie (skewness) mais ceux-ci sont quasi constants sur la largeur et difficiles à exploiter. Ayinde et al. [9] ont fait des mesures de vitesse par PIV sur le même canal chauffé de façon symétrique. L’étude s’intéresse à l’évolution des profils de vitesse en fonction du rapport de forme ($\Gamma = 0,08, 0,16$ et $0,32$) du nombre de Rayleigh basé sur la hauteur ($2, 4, 6$ et 8.10^6) et de la hauteur dans le canal ($x/H = 0,05, 0,5$ et $0,95$). Pour $\Gamma = 0,08$, le profil de vitesse est plat en entrée puis des pics de vitesse apparaissent près des parois et il se creuse au centre (comme l’avaient constaté Habib et al. [41]). Plus le nombre de Rayleigh (Ra_H) est grand et plus l’écart de vitesse est important entre le centre et le pic. Pour un rapport d’aspect de $0,16$, le profil de vitesse est parabolique en sortie et en entrée et il s’aplatit en sortie avec l’augmentation du nombre de Rayleigh; enfin pour le dernier rapport de forme, tous les profils sont paraboliques. Ce type d’écoulement, qui se rapproche plus d’un écoulement de Poiseuille, est peut être dû au faible écartement ($b < 1$ cm) et au fait que leur canal n’est pas fermé sur les côtés, comme sur le dispositif d’Elenbaas [31].

Enfin, les auteurs présentent deux profils (selon y) du terme croisé du tenseur de Reynolds ($\overline{u'v'}$) pour deux rapports d’aspect différents et à même Rayleigh. L’un des profils est mesuré en sortie et l’autre au milieu du canal et ils montrent que la turbulence est créée en proche paroi ($y/b \sim 0,1$) dans les zones de fort gradient de vitesse; cependant, les deux figures sont parfaitement identiques ce qui laisse penser qu’il s’agit d’une erreur et ne permet pas au lecteur de vérifier.

Ces trois études expérimentales ([9], [41] et [56]) sont assez intéressantes car elles présentent des mesures de vitesse locale; cependant elles sont restées focalisées sur la vitesse moyenne verticale et les incertitudes de mesure ne sont pas précisées d’où l’attention particulière à avoir pour l’étude de leurs résultats sur les mesures des fluctuations (aplatissement, asymétrie, tenseur de Reynolds...).

Sur le plan numérique, la plupart des auteurs s’accordent à dire qu’ils manquent de résultats expérimentaux permettant de valider correctement leurs modèles de

turbulence. C'est le cas de Fedorov et Viskanta [32], qui étudient un canal chauffé de façon asymétrique à température ou densité de flux de chaleur imposée en régime turbulent. Ils utilisent un modèle $k-\epsilon$ à bas Reynolds et constatent que leurs résultats sont fortement dépendants de l'intensité turbulente fixée en entrée. Ils ajustent leur modèle avec les données expérimentales de Miyamoto et al. [56] en fixant une intensité turbulente à 15 % en entrée. Ils donnent des corrélations permettant de relier les paramètres clés que sont Gr , Pr , Nu et Re , et notent la forte influence de l'intensité turbulente en entrée sur la position de la transition laminaire/turbulent ainsi que sur l'échange thermique total. Badr et al. [11] ont aussi utilisé un modèle $k-\epsilon$ à bas Reynolds. L'étude est faite pour un chauffage symétrique ou non à température ou densité de flux de chaleur imposée pour des nombres de Rayleigh (Ra_b) variant de 10^5 à 10^7 . Elle s'intéresse principalement à l'évolution du nombre de Nusselt et de la vitesse moyenne verticale (\bar{U}) en fonction de la hauteur et de la largeur. Ils valident leurs résultats avec ceux de Miyamoto et al. [56] et Habib et al. [41]. Les plus grandes disparités qu'ils observent se trouvent dans les zones où la vitesse est maximale car leur modèle utilise un tenseur de Reynolds isotrope alors que l'écoulement réel est fortement anisotrope dans ces zones.

Ces deux études ([11], [32]) ne prennent pas en compte les transferts radiatifs. Leurs résultats sur les transferts convectifs peuvent être validés sur l'expérience de Miyamoto et al. [56] puisque la part radiative a été estimée et retranchée pour ne présenter que les échanges convectifs. Par contre, la validation sur les profils de vitesse de Miyamoto et al. [56] et de Habib et al. [41], est plus délicate car l'influence du rayonnement sur la cinématique de l'écoulement n'est pas connue.

Muresan et al. [60] ont eux aussi utilisé un modèle bas Reynolds, et en explorent les limites pour l'étude de la convection dans une double-façade photovoltaïque. Leur étude présente un premier couplage entre convection, conduction et transfert radiatif, ils soulignent le besoin d'adapter le profil du rayonnement incident du modèle afin de mieux simuler les différents composants d'une double-peau. Les résultats sont validés sur l'expérience de Miyamoto et al. [56] et ils remarquent, comme Fedorov et Viskanta [32], qu'ils dépendent fortement de l'intensité turbulente fixée en entrée ; cependant dans leur étude, l'intensité turbulente optimale en entrée est de 1,5 % tandis qu'elle était de 15 % chez Fedorov et Viskanta. Leur température de paroi ainsi que leur vitesse moyenne sont surestimées de 10 % par rapport à l'expérience. La chute de température en paroi liée à la transition turbulente est plus brutale sur les simulations mais l'évolution est semblable avec une augmentation de la température de paroi presque exponentielle en régime laminaire et linéaire en régime turbulent. Cette température est d'autant plus élevée en sortie que le canal est large. Enfin les auteurs donnent deux corrélations pour l'évolution du nombre de Nusselt et du nombre de Reynolds en fonction du Rayleigh modifié (Ra_b^*).

En 1998, Cheng et Müller [22] étudient le couplage entre convection et rayonnement dans un canal vertical en régime turbulent dont l'une des deux parois est chauffée à température imposée. Ils présentent des simulations numériques combinant un modèle de transfert radiatif à un code commercial de CFD et comparent leurs résultats avec un canal expérimental de 8 m de haut pour 0,5 m de profondeur et une largeur variant entre 0 et 1 m. La validation des résultats est faite sur la densité de flux de chaleur en sortie et sur les profils de température sur la largeur ; l'écart est inférieur à 10 %. Ils montrent que les transferts radiatifs peuvent jouer un rôle important, jusqu'à près de 50 % du transfert de chaleur total pour une émissivité de paroi de 0,9. Par ailleurs ils s'intéressent à la corrélation donnant le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh en prenant en compte un Nusselt convectif et radiatif. Il est intéressant de noter également que leurs résultats expé-

rimentaux montrent une évolution du nombre de Nusselt convectif en $Ra_{Tb}^{1/3}$ (entre 10^8 et $10^{9,5}$) ce qui correspond à la corrélation donnée par Vliet et Ross [83] pour le cas de la convection naturelle turbulente sur une plaque plane verticale.

En 2007, Yilmaz et Fraser [86] présentent une étude expérimentale et numérique d'un canal de 3 m de haut chauffé sur une seule paroi à température imposée, les transferts radiatifs étant négligés. La vitesse est mesurée par LDV et la température par thermocouple avec des incertitudes de l'ordre du pourcent sur chaque dispositif. Après avoir également constaté le manque de résultats expérimentaux en écoulement turbulent, ils testent trois différents modèles de turbulence en précisant les intérêts et inconvénients de chacun, mais aucun de leurs modèles ne reproduit correctement les profils d'intensité turbulente mesurés. Les résultats expérimentaux sont faits autour d'un Rayleigh modifié (Ra_{bT}^*) de 10^5 tandis que les simulations couvrent une gamme de 6.10^3 à 8.10^5 et sont validées en partie avec les résultats de Al-Azzawi [1]. Même si le but de l'étude est d'agrandir les bases de données expérimentales, son principal intérêt reste les corrélations données pour les nombres de Reynolds et de Nusselt car ils ne fournissent que 5 profils de vitesse moyenne verticale (U) pour 5 hauteurs différentes et une seule température de paroi.

1.3.2.4 Convection naturelle dans l'eau

De nombreuses études en convection naturelle sont faites dans l'eau mais pour des géométries différentes de celle employée ici, les plus classiques étant celles sur les écoulements de type Rayleigh-Bénard ou encore en cavité fermée. Parmi ces différentes études, citons plus particulièrement Asaeda et Watanabe [3] qui se sont intéressés à caractériser la quantité de chaleur transportée par des panaches se formant au dessus d'une plaque chauffée. Ils ont mesuré à l'aide d'un système LDV la taille des structures et les ont comptées pour développer un modèle reliant ces grosses structures à l'échange convectif. Citons également Vliet et Liu [82] qui furent parmi les premiers à étudier la convection naturelle turbulente le long d'une plaque plane verticale.

Plusieurs études numériques sont faites pour des gammes de Prandtl incluant le nombre de Prandtl de l'eau, mais les études expérimentales en canal vertical dans l'eau sont rares car la majorité des applications liées à cette configuration fonctionnent dans l'air. L'une des premières études est celle de Sparrow et al. [73] qui a été citée précédemment (cf. §1.3.2.1). En 1985, Sparrow et Azevedo [78] ont travaillé sur un petit canal de 14,52 cm de haut chauffé à température imposée. Leur étude s'intéresse seulement au calcul du nombre de Nusselt en fonction du Rayleigh, et leurs résultats expérimentaux sont comparés à des simulations numériques prenant en compte la conduction dans les parois chauffantes. Ils obtiennent une corrélation composée sur une gamme de nombre de Rayleigh (Ra_b^*) assez importante, allant de 2 à 10^8 . Un an plus tard ils présentent une étude [10] d'un canal muni d'une ouverture verticale sur la paroi non chauffée, l'autre étant maintenue à une température fixe. Ils regardent l'influence de l'ouverture sur le débit, les transferts de chaleur et les températures. Ils concluent sur le fait que la taille et la position de l'ouverture ont très peu d'influence sur le transfert global ; mais qu'elles influent fortement le débit d'entrée augmentant ainsi l'échange de chaleur en aval de l'ouverture au détriment de celui en amont. Bhowmik et al. et Bhowmik et Tou ([13] et [14]) ont aussi travaillé dans l'eau mais avec des sources de chaleur localisées (voir §1.3.2.1). En 2008 Mitra et al. [55] présentent une revue bibliographique des différentes corrélations en convection naturelle en canal vertical en eau. Cet article montre bien le peu d'études existantes sur le sujet puisqu'ils ne présentent que 5

articles différents (dont 4 déjà cités précédemment).

Enfin, en 2012, Ospir et al. [63] présentent une étude expérimentale dans un canal en eau. Le dispositif est similaire à celui de Webb et Hill [84], une paroi chauffée à densité de flux de chaleur imposée sur une partie centrale et l'autre adiabatique de sorte que l'entrée et la sortie sont aussi adiabatiques. Le canal mesure 37,6 cm de haut avec une partie chauffée de 18,8 cm au centre ; il est placé dans une cuve de 96 cm de hauteur (46×46 cm² de section). Le nombre de Rayleigh (Ra_b^*) varie entre 4.10^5 et 4.10^6 . Les expériences durent 50 minutes environ (régime établi atteint au bout de 20 à 30 minutes). Comme la cuve en eau n'est pas régulée en température, elle se stratifie au cours de l'expérience pour atteindre 2°C.m^{-1} en fin d'expérience. Des visualisations de l'écoulement (lignes de courant) sont présentées au cours du temps et mettent en évidence une recirculation le long de la paroi adiabatique et la création d'une recirculation au milieu du canal. La longueur des recirculations est mesurée en fonction du rapport d'aspect (H/b) et du nombre de Rayleigh. Ils montrent que la longueur des recirculations tend à diminuer avec ces deux nombres.

Cette revue bibliographique sur le cas de la convection naturelle en canal vertical en eau montre tout d'abord qu'il n'existe que très peu d'études expérimentales sur le sujet (en comparaison au cas de l'air) ; et surtout que ces études sont très peu détaillées sur la caractérisation de l'écoulement et se consacrent principalement à la recherche de corrélations globales quantifiant le transfert de chaleur dans le canal. Ce manque d'études est en partie dû au fait que travailler dans l'eau impose des contraintes techniques supplémentaires par rapport aux canaux en air.

1.4 Objectifs et orientations de l'étude

Dans le cadre de l'intégration à grande échelle de panneaux photovoltaïques en configuration de double-façade verticale il est essentiel de bien comprendre l'écoulement de convection naturelle à l'intérieur de ce type de système. Il a donc été choisi de mener une étude amont sur cet écoulement en modélisant la double-peau par un canal vertical dont les parois principales sont chauffées (cf. fig. 1.15).

Afin de déterminer l'orientation des recherches, une revue bibliographique des études existantes sur la convection naturelle en canal vertical a été réalisée (cf. §1.3.2). Depuis les années 1940, de nombreux auteurs se sont penchés sur ce sujet pour des applications très diverses souvent liées au refroidissement (rafraîchissement) : composants électroniques, réacteurs nucléaires, double-façades photovoltaïques ou à la récupération de chaleur : cheminées et capteurs solaires, double-peaux traditionnelles... L'analyse de ces nombreuses études révèle cependant plusieurs manques relatifs à l'application visée par cette étude.

Tout d'abord, la majorité d'entre elles sont focalisées sur la détermination des échanges convectifs, au travers des corrélations donnant l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Les objectifs de ce type d'étude sont de déterminer des lois de comportement global donnant le transfert de chaleur et/ou le débit en sortie du canal, et la structure locale de l'écoulement est moins étudiée. De plus, ces études sont souvent limitées en termes de nombre de Rayleigh car elles visent majoritairement des applications de plus petite taille que les double-façades. Seules quelques-uns s'intéressent aux grands nombres de Rayleigh (cf. §1.3.2.3) mais ces derniers sont encore inférieurs à ceux visés dans cette étude.

Le second manque révélé par la revue bibliographique porte sur le couplage cinématique-thermique. En effet, la majorité des études étant focalisée sur la détermination des échanges convectifs dans le canal, l'aspect cinématique de l'écoule-

ment, lorsqu'il est abordé, est souvent traité séparément. Les auteurs se contentent généralement de présenter les profils de vitesse et de débit en les décrivant sans faire le lien avec les transferts de chaleur. Par ailleurs, la vitesse n'est pas toujours mesurée dans les études expérimentales et les numériciens notent un manque de données expérimentales de référence pour valider les simulations numériques, notamment pour la convection turbulente.

Enfin, l'influence du rayonnement sur l'écoulement de convection naturelle est très peu étudiée. Dans la majorité des études, le rayonnement est négligé, et les auteurs se placent dans le cas d'un écoulement de convection pure. Pour les simulations numériques, cela ne pose pas de problème, mais pour les études expérimentales dans l'air, le rayonnement n'est pas négligeable et doit être pris en compte dans les transferts de chaleur. Miyamoto et al. [56] et Hugot [44] l'estiment comme représentant 10 à 20 % du transfert de chaleur total. Or de nombreuses corrélations expérimentales sont obtenues sans tenir compte de ces transferts radiatifs. Dans le cas où les transferts radiatifs sont pris en compte, à l'aide de mesures directes [31] où de simulations numériques séparées [84], leur influence sur l'écoulement n'est pas étudiée.

Dans le but de répondre à plusieurs de ces manques de la littérature, un banc d'essais a été développé avec les objectifs suivants :

- obtenir des écoulements de convection naturelle à grands nombres de Rayleigh ;
- développer des moyens de mesure pour accéder aux vitesses et température locales dans le canal ;
- étudier le couplage entre la thermique et la cinématique de l'écoulement.

Il a donc été choisi de mettre en place un banc d'essais dans l'eau avec un canal vertical chauffé à densité de flux de chaleur imposée, qui est, la condition aux limites se rapprochant le plus du cas de panneaux PV exposés au soleil. Pour l'étude du couplage cinématique-thermique, un système couplant de la mesure par LDV à un micro-thermocouple a été mis en place pour avoir accès aux vitesses et température locales dans le canal. Le choix de l'eau permet de s'affranchir des transferts radiatifs dans le canal (voir annexe B). Il y a donc un couplage entre la convection dans le canal et la conduction dans les parois, mais l'influence de ce couplage n'est pas étudiée ici. Enfin, les deux parois principales du canal peuvent être chauffées uniformément ou par morceaux (12 bandes chauffantes par paroi) pour modéliser différents types de double-peau (entièrement ou partiellement recouverte de panneaux PV).

		Température imposée			
Symétrie	Auteurs	Prandtl	Gammes de validité	Corrélations	
	Elenbaas 1942 [31]	0,7	$1 < Ra_T^* < 10^5$	$Nu_T = \frac{1}{24} Ra_T^* \left(1 - e^{-\frac{35}{Ra_T^*}}\right)^{3/4}$	
	Ramakrishna et al. 1982 [68]	0,72	$20 < Ra_T^* < 2.10^3$	$Nu_T = 0,512 (Ra_T^*)^{0,285}$	
	Bar-Cohen et Rohsenow 1984 [12]	0,7	$10^{-1} < Ra_T^* < 10^5$	$Nu_T = \left[\frac{576}{Ra_T^{*2}} + \frac{2,873}{\sqrt{Ra_T^*}} \right]^{-1/2}$	
	Rohsenow et al. 1998 [69]		$1 < Ra_T^* < 10^5$	$Nu_T = \left[\left(\frac{Ra_T^*}{24}\right)^{-1,9} + \left(c \frac{0,671}{[1+(0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9}} (Ra_T^*)^{1/4}\right)^{-1,9} \right]^{-1/1,9}$	
	Olsson 2004 [62]		$1 < Ra_T^* < 10^5$	$Nu_T = \left[\left(\frac{Ra_T^*}{24}\right)^{-1,3} + \left(c \frac{0,671}{[1+(0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9}} (Ra_T^*)^{1/4(1+(Ra_T^*)^{-0,4})}\right)^{-1,3} \right]^{-1/1,3}$	
	Badr et al. 2006 [11]	0,7	$10^4 < Ra_T^* < 10^7$	$Nu_T = 0,64 (Ra_T^*)^{0,27}$	
	Zamora et Kaiser 2009 [88]	0,7	$10^{10} < Ra_H < 10^{12}$	$Nu_T = 0,0232 (Ra_H)^{0,383}$	
Asymétrique					
	Miyatake et Fujii 1973 [57]	0,7	$2.10^3 < Ra_T^* < 4.10^6$	$Nu_T = 0,613 (Ra_T^*)^{1/4}$	
	Bar-Cohen et Rohsenow 1984 [12]	0,7	$10^{-1} < Ra_T^* < 10^4$	$Nu_T = \left[\frac{144}{Ra_T^{*2}} + \frac{2,873}{\sqrt{Ra_T^*}} \right]^{-1/2}$	
	Sparrow et Azevedo 1985 [78]	5	$2 < Ra_T^* < 10^8$	$Nu_T = \left[\left(\frac{Ra_T^*}{12}\right)^{-2} + \left(0,619 (Ra_T^*)^{1/4}\right)^{-2} \right]^{-1/2}$	
	Al Azzawi 1987 [1]	0,7	$6.10^3 < Ra_T^* < 9.10^5$	$Nu_T = 0,63 (Ra_T^*)^{0,26}$	
	Fedorov et Viskanta 1997 [32]	0,9	$2.10^3 < Ra_T^* < 4.10^6$	$Nu_T = 2,10 (Ra_T^*)^{1/5}$	
	Versteegh et Nieuwstadt 1999 [81]	0,7	$5.10^5 < Ra_{HT} < 5.10^6$	$Nu_{TH} = 0,071 (Ra_{HT}^*)^{1/3}$	
	Yilmaz et Fraser 2007 [86], modèle TH et DA	0,7	$6.10^3 < Ra_T^* < 9.10^5$	$Nu_T = 1,01 (Ra_T^*)^{0,24}$ et $Nu_T = 0,56 (Ra_T^*)^{0,28}$	

TABLE 1.4 – Corrélations de la littérature donnant le transfert de chaleur pour un écoulement de convection naturelle en canal vertical isotherme.

Densité de flux de chaleur imposée

Symétrique	Prandtl	Gammes de validité	Corrélations
Auteurs			
Wirtz et Stutzman 1982 [85]	0,72	$10 < Ra_q^* < 10^3$	$Nu_{qx} = 0,144 \frac{H}{x} Ra_q^{0,5} \left[1 + \left(\frac{0,144}{0,577} \left(\frac{L}{x} \right)^{0,8} Ra_q^{0,3} \right)^{2,7} \right]^{-1/2,7}$
Ramakrishna et al. 1982 [68]	0,72	$20 < Ra_q^* < 10^3$	$Nu_{uq} = 0,53(Ra_q^*)^{0,3}$
Bar-Cohen et Rohsenow 1984 [12]	0,7	$10^{-1} < Ra_q^* < 5.10^3$	$Nu_{uq1/2} = \left[\frac{12}{Ra_q^*} + \frac{1,88}{(Ra_q^*)^{0,3}} \right]^{-0,5}$
Rohsenow et al. 1998 [69]		$5 < Ra_q^* < 10^4$	$Nu_{uq} = \left[\left(0,29(Ra_q^*)^{1/2} \right)^{-3,5} + \left(\frac{6}{5} \left(\frac{Pr}{4+9\sqrt{Pr+10Pr}} \right)^{1/5} (Ra_q^*)^{1/5} \right)^{-3,5} \right]^{-1/3,5}$
Daloglu et Ayhan 1999 [28]	0,7	$40 < Ra_q^* < 100$	$Nu_{uq} = 0,1211(Ra_q^*)^{0,4867}$
Manca et Nardini 1999 [51]	0,7	$10^2 < Ra^* < 10^6$	$Nu = 0,68(Ra_q^*)^{0,21}$
Auletta et Manca 2002 [4]	0,7	$10^2 < Ra_{xq} < 10^6$	$Nu_{qx} = 0,556 Ra_{xq}^{0,215}$
Badr et al. 2006 [11]	0,7	$10 < Ra_q^* < 2.10^9$	$Nu_{uq} = 0,85(Ra_q^*)^{0,21}$
Fossa et al. 2008 [33]	0,7	$10^3 < Ra_q^* < 1.10^8$	$Nu_{uq} = 0,6967(Ra_q^*)^{0,2087}$
Lu et al. 2010 [49]	0,7	$1,75.10^{-4} < Ra_q^* < 5,26.10^{-2}$	$Nu_{uq} = 1,299(Ra_q^*)^{0,253}$
Asymétrique			
Bar-Cohen et Rohsenow 1984 [12]	0,7	$10^{-1} < Ra_q^* < 5.10^3$	$Nu_{uq1/2} = \left[\frac{6}{Ra_q^*} + \frac{1,88}{(Ra_q^*)^{0,3}} \right]^{-0,5}$
Webb et Hill 1989 [84]	0,7	$3.10^2 < Ra_q^* < 2.10^7$	$Nu_{uq} = 0,82(Ra_q^*)^{0,194}$

TABLE 1.5 – Corrélations de la littérature donnant le transfert de chaleur pour un écoulement de convection naturelle en canal vertical à densité de flux de chaleur imposée.

1.5 Conclusions

Dans le contexte actuel de lutte contre les émissions de gaz à effet de serre (GES), la réduction de la consommation énergétique du secteur du bâtiment est devenue une priorité. Cette réduction doit passer par une diminution de la consommation associée à une production d'électricité issue des énergies renouvelables. L'intégration de panneaux photovoltaïques aux bâtiments reste une des solutions techniques la plus avancée et la plus développée aujourd'hui. Or cette intégration, en toiture mais aussi en façade verticale afin de valoriser le maximum de surface disponible, doit se faire en configuration de double-peau afin de limiter l'échauffement des cellules PV. Ce chapitre a montré que le fonctionnement de ce type de système reste encore mal compris du fait des nombreux couplages existant entre les différents modes de transfert de chaleur et de masse ainsi que de la complexité de l'écoulement dans ces double-façades. Afin de mieux comprendre ces systèmes complexes, une approche originale a été développée au CETHIL, qui consiste à découpler et isoler chaque phénomène pour les étudier précisément, mieux les cerner et analyser leurs influences respectives par la suite. Dans ce projet, cette étude porte spécifiquement sur la convection naturelle dans la lame d'air au sein de la double-peau.

Une revue bibliographique sur les écoulements de convection naturelle en canal vertical a donc été réalisée pour analyser les besoins en terme de connaissances et mieux positionner cette étude. Cette revue montre tout d'abord que ce type d'écoulement a été abordé très tôt dans la littérature (dès les années 1940) notamment pour des applications de refroidissement de composants électroniques. Cependant une grande majorité de ces études se trouve dans des gammes de nombre de Rayleigh bien en dessous des gammes que retrouvées à l'intérieur des double-façades. En fait, ces gammes de Rayleigh correspondent à des écoulements de convection naturelle laminaire. Il a été quand même noté que plusieurs auteurs se sont penchés sur la convection naturelle turbulente. Cependant, la grande majorité ne l'aborde que numériquement et souligne un manque de résultats expérimentaux nécessaires à la validation des modèles. Par ailleurs, la plupart de ces travaux sont menés dans le but d'établir des corrélations globales caractérisant le transfert de chaleur total dans le canal. Les analyses locales, plus rares en régime turbulent qu'en laminaire, quant à elles, se contentent souvent des profils de vitesse et de température dans le canal et ne s'intéressent qu'à la partie thermique (recherche de points chauds, de coefficients de transfert locaux) en oubliant le couplage avec la cinématique. Enfin, la part des transferts radiatifs reste encore mal connue et difficile à modéliser ; et les différences observées entre résultats numériques et expérimentaux sont souvent attribuées à cette inconnue. Pour valider les simulations en convection pure, certains ont comparé leurs résultats avec des expériences faites dans l'eau, où les transferts radiatifs s'apparentent à de la conduction (voir annexe B), mais celles-ci sont vraiment rares et peu détaillées. En conclusion trois points ressortent de cette revue bibliographique :

- un manque de résultats expérimentaux pour des écoulements turbulents (à grand Rayleigh) ;
- un manque de données locales sur le caractère cinématique de l'écoulement (intensité turbulente, taille des structures...);
- une mauvaise compréhension du couplage entre convection et rayonnement, et peu de données expérimentales en convection pure.

Il a donc été choisi de développer un banc d'essais permettant l'analyse de la convection naturelle turbulente en canal vertical dans l'eau. Le canal sera chauffé sur les deux parois avec une condition de densité de flux de chaleur imposée, qui

est la condition la plus proche de l'application visée (panneaux PV soumis à un rayonnement solaire). Afin de pouvoir analyser le couplage entre la cinématique et la thermique de l'écoulement, la température et la vitesse seront mesurées dans le canal à l'aide d'un micro-thermocouple associé à un système de LDV. De plus, ce banc d'essais permettra d'étudier le couplage entre convection (dans le canal) et conduction (dans les parois qui représentent les façades), ce qui est peu rencontré dans la littérature surtout pour des configurations de densité de flux de chaleur imposée.

Le chapitre 2 de cette étude sera donc consacré à la description du banc d'essais. La conception et les différentes évolutions du banc seront détaillées. L'instrumentation mise en place pour les mesures de densité de flux de chaleur, de température et de vitesse sera décrite ; et le dispositif développé pour la mesure locale de température et de vitesse dans le canal sera présenté.

Le troisième chapitre portera sur la caractérisation du banc d'essais et sur les méthodes de traitement des données. Ce chapitre mettra en évidence et quantifiera, en matière de nombres caractéristiques, les différentes incertitudes liées au banc d'essais.

Enfin, le dernier chapitre présentera les résultats obtenus au cours de cette thèse et les analysera. L'écoulement dans le canal sera caractérisé dans ce chapitre d'un point de vue thermique et cinématique.

Ce que l'on conçoit bien s'énonce clairement, et les mots pour le dire arrivent aisément.
Nicolas Boileau

Chapitre 2

Présentation du banc d'essais

Ce chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental créé pour l'étude de la convection naturelle en canal vertical dans l'eau.

La première partie présente une description rapide du banc d'essais permettant de comprendre son fonctionnement ainsi que de visualiser les différents éléments le composant. Les organes clés sont présentés ainsi que les conditions aux limites et l'instrumentation mise en place. La suite du chapitre reprend en détail chaque point de cette présentation.

La seconde partie est consacrée à la description détaillée de la conception du banc d'essais. La principale difficulté de cette conception provient de l'utilisation de l'eau pour étudier la convection qui entraîne des problèmes d'étanchéité et de corrosion. Elle montre comment le banc a été dimensionné par similitude avec un canal en air déjà présent au laboratoire. Les différents éléments sont décrits en justifiant les décisions prises dans le but d'obtenir les conditions aux limites souhaitées. L'évolution du dispositif au cours de la thèse ainsi que les difficultés rencontrées sont aussi abordées.

Enfin, la dernière partie présente le pilotage du banc d'essais ainsi que l'instrumentation et les différents systèmes d'acquisition mis en place. Le but de l'étude étant la compréhension du couplage entre la cinématique et la thermique de l'écoulement, l'expérience a été instrumentalisée au moyen de thermocouples, de fluxmètres et d'un système de mesures couplées de vitesse et de température dans le canal. Ce dernier permet d'effectuer des mesures en tout point du canal. La description et le fonctionnement, ainsi que l'étalonnage de ces différents capteurs et systèmes de la chaîne d'acquisition sont détaillés dans cette dernière section.

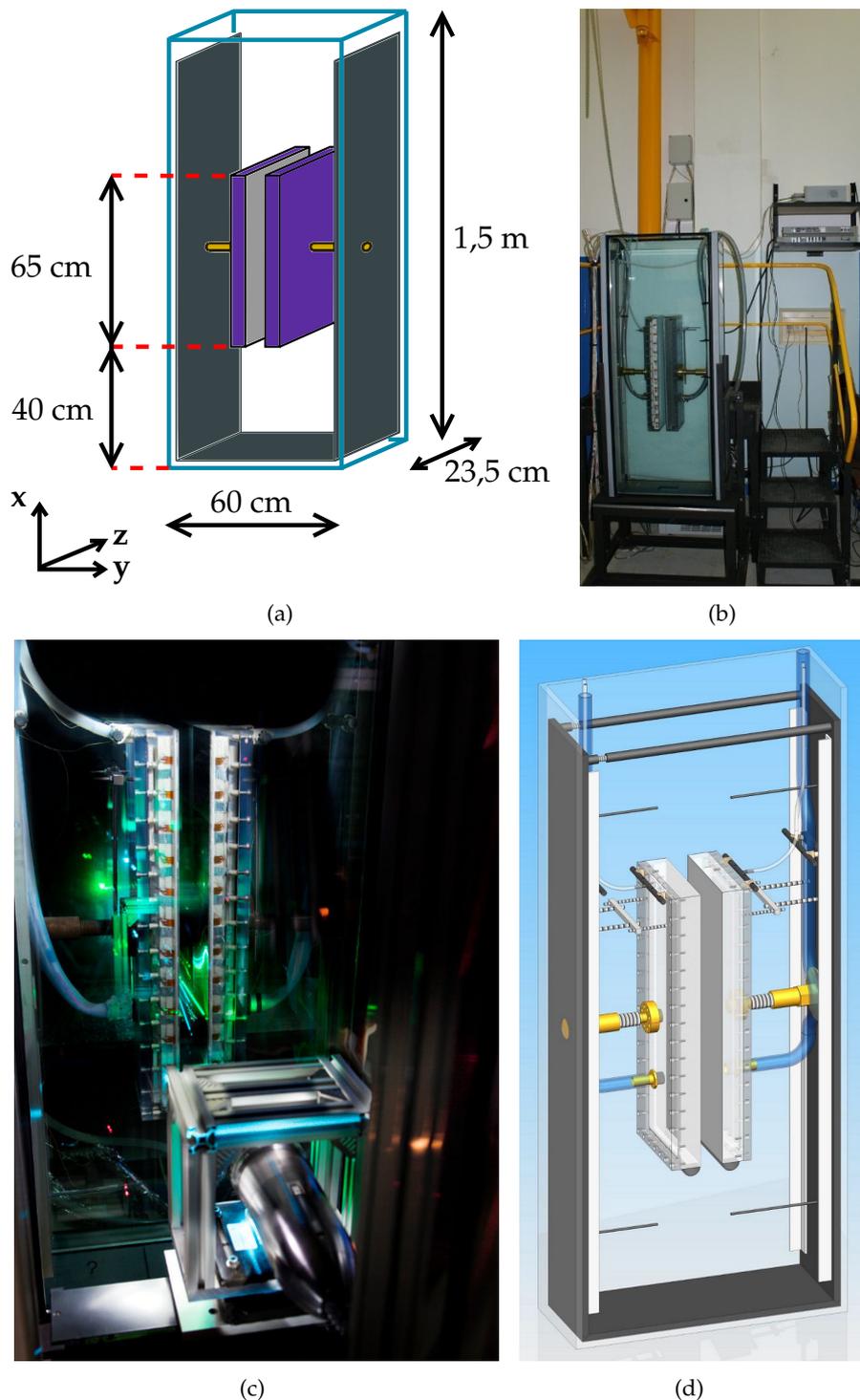


FIGURE 2.1 – (a) Schéma présentant la géométrie du banc d'essais avec en bleu la cellule en eau, en violet les blocs parois (parois chauffées en gris clair), en gris foncé les plaques support en PVC et en jaune les systèmes vis-écrous. (b) Photo du banc d'essais en cours de montage présentant les deux blocs parois formant le canal et plongés dans la cellule en eau. (c) Photo du canal avec, en avant plan, la sonde laser du système LDV. (d) Schéma du banc d'essais complet.

2.1 Présentation générale

Cette première partie est une description générale du banc d'essais dans son ensemble. La section suivante complètera cette description point par point plus en détail.

2.1.1 Géométrie du banc d'essais

Le banc d'essais est schématisé sur les figures 2.1(a) et 2.1(d), c'est un canal vertical formé par deux blocs rectangulaires étanches positionnés face à face et plongés dans une cellule en verre de 1,5 m de haut (selon x) pour 60 cm de large (selon y) et 23,5 cm de profondeur (selon z) remplie d'eau distillée. Ces deux blocs parois sont maintenus grâce à des systèmes vis-écrous les reliant à des plaques support en PVC de 140 cm de haut (selon x) et de 20 cm de profondeur (selon z) en appui sur le fond de la cellule. Ainsi, le canal est délimité par les blocs parois, de 65 cm de haut (selon x) et 23,5 cm de profondeur (selon z), d'une part, et par les vitres avant et arrière de la cellule en verre d'autre part. Son écartement (selon y) est variable de 0 à 14 cm grâce aux systèmes vis-écrous.

Les blocs parois constituent les parois chauffantes du canal ; ce sont des blocs étanches en polycarbonate avec une face, celle constituant la paroi du canal, en acier inoxydable de 1,5 mm d'épaisseur. Une des difficultés de ce dispositif expérimental concerne l'étanchéité de ces blocs parois.

Le chauffage de chaque paroi se fait au moyen de 12 résistances électriques indépendantes qui sont plaquées contre la paroi en inox à l'aide de trois couches de mousse isolante (qui limitent les pertes thermiques dans les blocs). Des rainures de 1 mm de profondeur sont usinées dans la paroi en inox entre chaque chauffelette pour limiter la conduction dans la paroi entre deux zones.

Le réglage de l'écartement du canal se fait au moyen des système vis-écrous reliant les blocs parois aux plaques support en PVC. Le réglage de la verticalité et du parallélisme des parois se fait au moyen de deux systèmes reliant les deux coins supérieurs arrières de chaque bloc à leur plaque support. Le réglage se fait donc en jouant sur la distance entre les coins supérieurs des blocs parois et leur plaque support.

2.1.2 Conditions aux limites thermiques

Trois types de conditions aux limites thermiques sont présentes sur le banc d'essais. Deux conditions aux limites au niveau du canal et une pour la température à l'extérieur du canal.

Les parois principales du canal sont chauffées chacune au moyen de 12 chauffelettes indépendantes. Chaque chauffelette permet d'imposer une densité de flux de chaleur constante sur une surface de $5 \times 20 \text{ cm}^2$. Les 24 chauffelettes sont branchées en parallèle sur une alimentation en courant continu fournissant jusqu'à 2 kW. La résistance électrique des chauffelettes est ajustée de façon à ce qu'elles imposent toutes la même densité de flux de chaleur. Les parois latérales du canal sont considérées comme adiabatiques. Pour cela, la cellule en verre de 15 mm d'épaisseur est isolée à l'aide de 5 cm de Styrodur®.

La dernière condition aux limites thermiques est une condition de température imposée à l'extérieur du canal. Cette température est régulée à l'aide d'un système de refroidissement composé d'un bain thermostaté, d'une pompe et d'échangeurs contre-courant à eau. L'eau de la cellule s'échauffe sous l'influence de la puissance injectée aux parois, une partie est pompée en partie haute de la cellule à proximité

des plaques support en PVC puis refroidie en passant dans les échangeurs et réinjectée au niveau de la sortie du canal derrière les blocs parois. Les échangeurs sont refroidis à l'aide d'un bain thermostaté à température imposée pouvant extraire jusqu'à 1,6 kW.

De plus, la pièce dans laquelle est situé le banc d'essais est régulée en température. Cette régulation permet de rendre la cellule indépendante des variations de température journalières et saisonnières.

2.1.3 Instrumentation

Le dispositif expérimental est entièrement instrumenté et trois types de mesures sont faites : des mesures de densité de flux de chaleur, de température et de vitesse.

Chaque chaufferette est équipée d'un capteur de densité de flux de chaleur, placé dans son dos, qui mesure la densité de flux moyenne perdue dans les blocs parois. Ainsi grâce à la mesure de la puissance injectée, la densité de flux moyenne en paroi peut être déterminée au niveau de chaque chaufferette.

Des thermocouples de type K de 130 μm de diamètre sont disposés sur l'ensemble du banc :

- 12 thermocouples sont insérés dans chaque paroi dans des rainures de 1 mm de profondeur, au niveau du centre de chaque chaufferette, pour mesurer la température de la paroi ;
- 2 thermocouples sont insérés dans chaque bloc entre les couches d'isolant pour contrôler la surchauffe des blocs ;
- 8 thermocouples sont placés symétriquement dans la cellule pour mesurer la température de l'eau en haut et en bas ainsi qu'en entrée et sortie du canal.

Enfin, un système de mesures couplées de vitesse et de température a été mis en place pour caractériser l'écoulement dans le canal. Ce système se compose d'un micro-thermocouple de type K de 25 μm de diamètre placé au bout d'une perche et couplé à un système de mesure de vitesse par LDV (Laser Doppler Velocimetry) à deux composantes (x et y). La sonde du laser ainsi que la perche sont toutes les deux montées sur un système de déplacement à deux composantes qui permet la mesure de la vitesse et de la température en tout point du banc d'essais.

2.2 Conception

Cette deuxième partie est consacrée à la description détaillée des différentes parties composant le banc d'essais, présenté sur les figures 2.1. Ce dernier ayant évolué au cours de la thèse, il sera présenté ici tel qu'il est aujourd'hui et les évolutions qui ont permis d'aboutir à cette solution seront détaillées à la fin (§2.2.6).

2.2.1 Dimensionnement du banc

2.2.1.1 Géométrie

Ce banc d'essais a été conçu pour obtenir un écoulement similaire à celui observé dans le canal vertical en air conçu au CETHIL par Jérémie Vareilles [80]. La figure 2.1(a) présente la géométrie du banc d'essais : deux blocs étanches, contenant les éléments chauffants, face à face pour former un canal vertical, dans une cuve en verre remplie d'eau. Ce schéma montre les dimensions principales du banc avec le système de coordonnées xyz qui sera utilisé par la suite.

La conception du banc en eau par similitude consiste à le dimensionner pour atteindre les mêmes gammes de nombres sans dimension, à savoir les nombres de Rayleigh et de Nusselt, que celles atteintes avec l'expérience en air. Dans un premier temps, la température de l'eau à l'extérieur du canal doit être choisie pour pouvoir estimer les valeurs des propriétés thermophysiques du fluide. Celle-ci est fixée à 40°C de façon à accepter des écarts de température importants ($\sim 10^\circ\text{C}$) tout en restant dans les conditions de l'approximation de Boussinesq (cf. §1.3.1.1). Ce choix de 40°C permet également d'éviter d'atteindre localement des températures critiques pour l'étanchéité des blocs parois et de la cellule en eau ou pour certains éléments.

Les choix de la hauteur du canal (H , selon x) et de son écartement (b , selon y) ont été faits de façon à se placer dans les mêmes gammes de nombre de Rayleigh (basé sur l'écart de température, Ra_{Tb}) que dans l'expérience en air. Ainsi, pour l'eau (à 40°C) $Ra_{eau} = 3,8 \cdot 10^{10} \cdot \Delta T_{eau} b_{eau}^3$; et pour l'air $Ra_{air} = 4,7 \cdot 10^7 \cdot \Delta T_{air} b_{air}^3$. Les écarts de température atteints dans l'air étant de l'ordre de 100°C : $b_{eau} \sim 1/4 b_{air}$. Afin de pouvoir comparer les résultats, le rapport de forme Γ ($\Gamma = b/H$) a été conservé, et donc : $H_{eau} \sim 1/4 H_{air} \sim 35\text{cm}$. Une hauteur chauffée de canal de 60 cm et un écartement variable de 0 à 14 cm ont ainsi été choisis, ce qui permet de balayer les gammes de Rayleigh du canal en air et d'aller au delà. Par conséquent, les rapports sont plutôt de l'ordre de : $H_{eau} \sim 1/3 H_{air}$ et $b_{eau} \sim 1/2 b_{air}$.

La profondeur du canal (l , selon z) doit être grande devant la largeur pour pouvoir considérer un écoulement 2D au centre ; le rapport b/l a été choisi de l'ordre d'un cinquième, choix motivé aussi par la taille du banc d'essais et la quantité d'eau nécessaire. En se plaçant dans les mêmes conditions que Jérémie Vareilles [80] (rapport de forme de $b/H = 1/15$), l'écartement du canal est de 4 cm ce qui aboutit à une profondeur (chauffée) de 20 cm.

Enfin, les dimensions de la cellule en verre ont été déterminées à partir de plusieurs critères :

- une hauteur d'eau en entrée et en sortie suffisante pour ne pas perturber l'écoulement dans le canal ;
- suffisamment d'espace derrière les parois pour limiter les pertes de charge et le bouclage de l'écoulement ;
- une quantité d'eau pas trop importante pour limiter les phases de remplissage/vidange.

Jérémie Vareilles [80] avait choisi une hauteur en entrée et en sortie de 75 cm, soit la moitié de la hauteur du canal. Pour le banc d'essais en eau, il a été choisi de garder une hauteur d'au moins 40 cm en entrée et en sortie et avons fixé la hauteur de la cuve à 1,5 m. Il faut noter ici que cette hauteur de 1,5 m est aussi limitée d'une part par la hauteur de la pièce dans laquelle le banc d'essais est installé (voir §2.2.5.2) ; et d'autre part par des problèmes techniques de réalisation de la cuve en verre. Quant à la profondeur de la cuve (selon z), le canal est fermé latéralement par les parois de la cuve, ce qui fixe la profondeur de celle-ci à 23,5 cm (voir conception des blocs parois §2.2.3.1). Enfin, le volume d'eau a été limité à 200 L, ce qui impose une largeur de cuve de 60 cm. Avec des blocs de 7 cm d'épaisseur (voir §2.2.3.1) et un canal large de 4 cm cela laisse environ 20 cm derrière chaque bloc pour l'écoulement de retour (écoulement de la sortie vers l'entrée derrière les blocs parois) ce qui est suffisant pour négliger les pertes de charge (d'autant plus que les vitesses sont faibles).

2.2.1.2 Conditions aux limites en paroi

Tel que discuté au chapitre précédent, une condition de densité de flux de chaleur imposée a été choisie pour les parois du canal. C'est pourquoi un chauffage par résistances électriques a été adopté. Celles-ci sont placées derrière une paroi conductrice de chaleur et dans un bloc étanche pour éviter tout contact avec l'eau. La hauteur chauffée de 60 cm par 20 cm a donc été découpée en 12 bandes de 5 cm de haut pour 20 cm de profondeur afin d'offrir de nombreuses possibilités de chauffage alterné (12 est un multiple de 1, 2, 3, 4 et 6). Les résistances sont faites en constantan (55% cuivre, 45% nickel), car cet alliage possède une résistivité électrique quasiment indépendante de la température. Par conséquent, une alimentation à courant imposé permet de maintenir une puissance de chauffe constante. Ces chauffeuses, fabriquées par la société Captec[®], sont toutes équipées d'un capteur de densité de flux de chaleur (collé derrière la résistance cf. §2.3.1.1). Deux de ces chauffeuses sont présentées sur la photo 2.14(a) (page 71), face résistance en haut et capteur en bas.

La densité de flux de chaleur imposée en paroi a été déterminée de façon à obtenir les mêmes gammes de nombre de Nusselt que sur l'expérience en air [80]. Dans l'air, le nombre de Rayleigh maximal a été atteint pour un écartement de 10 cm et une densité de flux de chaleur d'environ 500 W.m^{-2} . L'écart de température maximal obtenu est de l'ordre de 100 °C. Dans l'eau, l'écart de température maximal a été fixé à 10°C et un écartement de 4 cm, ce qui conduit à une densité de flux de chaleur de l'ordre de 2600 W.m^{-2} . Cette densité de flux correspond à une puissance totale injectée sur les deux parois de 600 W. Les chauffeuses sont branchées sur une alimentation en courant continu pouvant fournir jusqu'à 2 kW, ce qui permet d'obtenir des puissances suffisantes pour des cas de chauffage alterné impliquant moins de chauffeuses et donc une surface de chauffe plus faible.

2.2.2 La cellule en eau

Le canal vertical est placé dans une grande cellule de 1,5 m de haut pour 60 cm de large et 23,5 cm de profondeur faite en verre ultra clair de 15 mm d'épaisseur, présentée sur la photo 2.2(a). Afin d'éviter le développement d'algues et les dépôts calcaire, la cellule est remplie avec 160 L d'eau distillée provenant d'un distillateur pouvant fournir jusqu'à 10 L par heure (le remplissage se fait donc sur deux jours). Par ailleurs, de la javel est rajoutée pour garder l'eau de la cellule propre plus longtemps. Ainsi, l'eau doit être changée tous les 3 à 4 mois environ.

Comme le montre la photo 2.2(b), la cellule est isolée, sur toutes ses faces verticales, à l'aide de panneaux de Styrodur[®] de 5 cm d'épaisseur et de conductivité thermique de $0,033 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour limiter les pertes thermiques avec l'extérieur. Sur la face avant, une ouverture (plus ou moins grande) est pratiquée dans l'isolant pour permettre la mesure de vitesse par LDV (cf. §2.3.3.2). Le fond de la cellule repose sur une plaque de polystyrène expansé de 4 cm d'épaisseur pour compenser les défauts de planéité du support. Une fenêtre de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ est pratiquée au centre du support horizontal et de la plaque de polystyrène pour permettre l'introduction dans le canal, par la vitre inférieure, d'une nappe laser pour de futures mesures par PIV (Particule Image Velocimetry). Seul le dessus de la cellule n'est pas isolé car la perche utilisée pour la mesure de température dans le canal (cf. §2.3.3.3) ne permet pas de fermer cette face. Pour limiter l'évaporation, un film plastique est tendu sur le dessus et une fenêtre est pratiquée au centre de ce film pour laisser passer la perche.

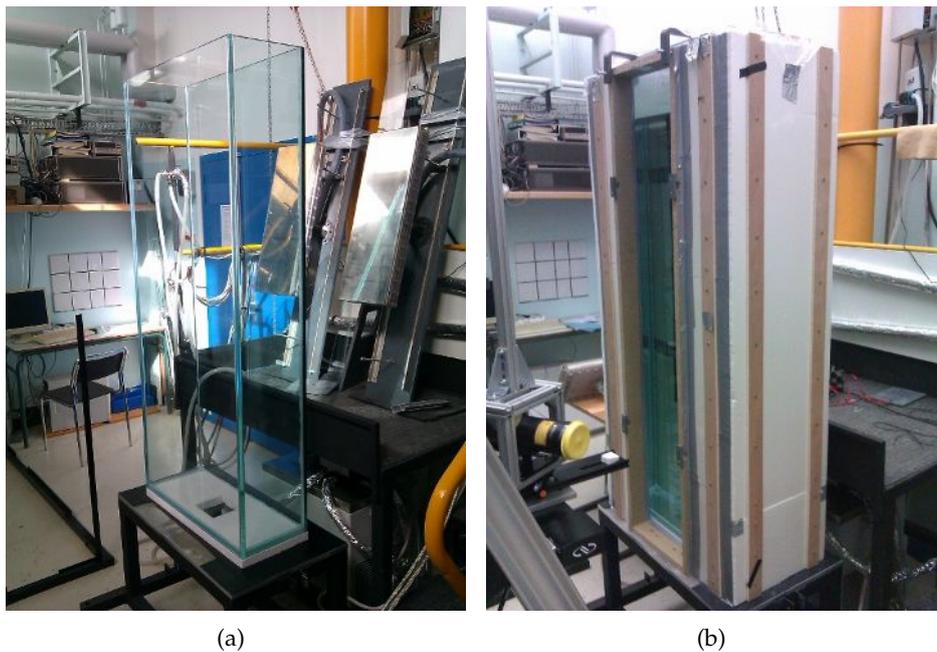


FIGURE 2.2 – Photos de la cellule en eau avec (à droite) et sans (à gauche) son isolation extérieure en Styrodur®. Sur la photo (a) on peut voir en arrière-plan les blocs parois fixés à leur plaque support.

2.2.3 Le canal

Le canal vertical est formé par deux blocs parois face à face maintenus au centre de la cellule en eau par deux plaques support en PVC. Le banc d'essais est conçu de façon symétrique, chaque ensemble bloc paroi et support est indépendant.

2.2.3.1 Les blocs parois

Les blocs parois sont les éléments sensibles de ce banc d'essais car ils doivent être étanches pour protéger les résistances électriques et les capteurs qu'ils renferment (cf. §2.2.3.2).

Ces blocs (voir photo 2.3(a)) sont constitués de trois parties :

- une paroi en acier inoxydable ;
- un cadre en polycarbonate sur lequel est collée la paroi ;
- et un couvercle en polycarbonate qui se visse sur le cadre avec un joint torique pour assurer l'étanchéité.

Les parois, en acier inoxydable de 1,5 mm d'épaisseur, mesurent 65 cm de haut pour 23 cm de profondeur (selon x et z). La face externe (en contact avec l'écoulement) est polie et la face interne (à l'intérieur du bloc paroi) est rainurée comme le montre la photo 2.3(a). Ces rainures de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ de section, sont de deux types (cf. fig. 2.3(b)) : des rainures selon z qui servent à limiter la conduction dans la paroi entre deux zones chauffées ; et d'autres selon x permettant d'insérer des thermocouples dans la paroi au niveau du centre de chaque chaufferette (voir photo 2.5(b)).

Chaque paroi est collée à un cadre en polycarbonate de 5 cm d'épaisseur à l'aide d'un adhésif double-face étanche de 5 mm de large et de 1 mm d'épaisseur. L'étanchéité est renforcée par un cordon en silicone à l'intérieur du bloc paroi. Le double-face et le silicone résistent tous les deux jusqu'à 90 °C. Cependant, à trois reprises (espacées de plusieurs mois), des fuites sont apparues sur l'un des blocs parois. Le

2. Présentation du banc d'essais

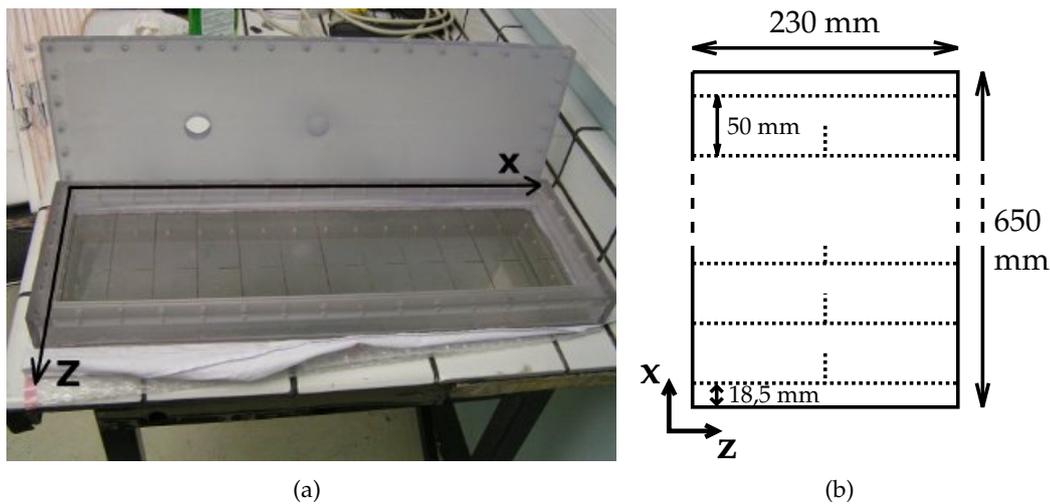


FIGURE 2.3 – (a) Photo d'un bloc paroi vide. (b) Schéma de la face intérieure des parois en inox avec la disposition des rainures en pointillés.

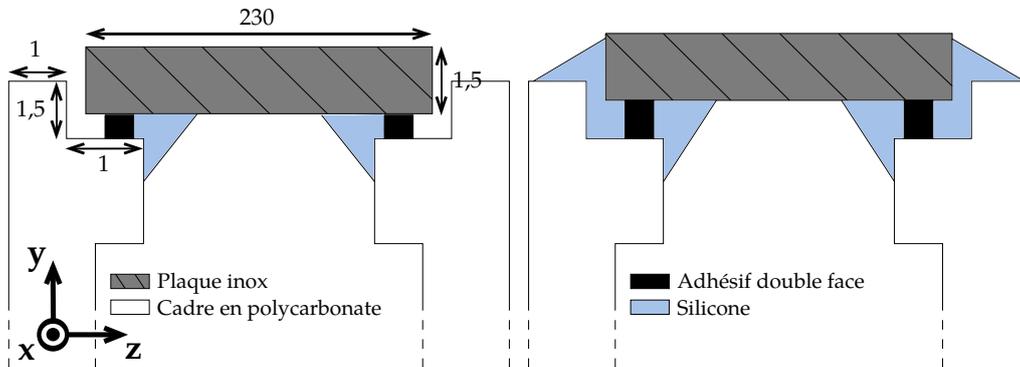


FIGURE 2.4 – Schémas (échelle non respectée) du collage de la plaque en acier inoxydable sur le cadre en polycarbonate : collage initial à gauche et nouveau collage (à droite) fait après les fuites sur le bloc paroi gauche.

collage a donc été refait et un deuxième cordon de silicone a été rajouté à l'extérieur. Les figures 2.4 schématisent ces deux collages.

Chaque couvercle, de 2 cm d'épaisseur, est fixé sur son cadre au moyen de 56 vis M8 de 3 cm de long et l'étanchéité est assurée par un joint torique de 4 mm de diamètre. Des inserts en peek (plastique plus résistant, utilisé par exemple dans certaines prothèses cervicales) ont été placés dans le cadre en polycarbonate pour renforcer les filetages et permettre un meilleur serrage au niveau du joint torique. Le serrage s'effectue à l'aide d'une clé dynamométrique à 2 Nm.

Tous les fils des résistances électriques et capteurs présents à l'intérieur des blocs sortent à l'air libre par un tuyau en PVC de 3 cm de diamètre fixé sur le couvercle en polycarbonate au moyen d'un raccord cannelé. L'étanchéité au niveau du raccord cannelé est assurée par un joint plat et du freinfillet (empêche le desserrage et les fuites entre les filets), car la fragilité du filetage dans le polycarbonate ne permettait pas l'utilisation d'un joint plat seul, qui demande un serrage important.

Enfin, un cordon en silicone est tiré sur chaque bord long des blocs (bords dans des plans xOy) afin de combler le jeu de plusieurs millimètres entre les blocs parois et les parois vitrées de la cellule en verre et d'éviter l'aspiration d'eau dans le canal par les côtés.

2.2.3.2 Équipement des blocs

La première étape de l'équipement des blocs parois est celle du passage des cables dans le tuyau en PVC et à travers le couvercle. Les thermocouples, étalonnés au préalable (cf. §2.3.2), sont déjà branchés sur la centrale d'acquisition ; ils doivent donc être insérés de l'extérieur vers l'intérieur du bloc. En revanche, les cables des chaufferettes et des fluxmètres doivent être passés de l'intérieur vers l'extérieur.

La seconde étape est l'insertion des thermocouples dans les rainures (selon x) des parois en inox. Un thermocouple de 130 μm de diamètre (voir §2.3.1.2) est inséré dans chaque rainure verticale des parois en inox de façon à mesurer la température des parois au centre de chaque chaufferette. Les rainures permettent d'approcher au maximum la température de surface des parois en contact avec l'écoulement mais surtout de pouvoir placer les thermocouples sous les chaufferettes sans introduire de défaut de planéité. Les photos 2.5(a) et 2.5(b) montrent une paroi équipée de ses thermocouples. Les capteurs sont maintenus en place grâce à une pâte epoxy bi-composants. Cette pâte permet aussi de boucher complètement la rainure et de réduire ainsi la résistance thermique locale de la paroi en évitant la présence de bulles d'air.

L'étape suivante est la mise en place des chaufferettes, illustrée par les photos 2.5(c) et 2.5(d). Chaque paroi est équipée de 12 chaufferettes indépendantes permettant de créer différentes configurations de chauffage (cf. §2.2.1.2). Les chaufferettes sont équipées de fluxmètres (voir §2.3.1.1) et l'ensemble forme une fine plaque de 1 mm d'épaisseur pour 20 cm de long et 5 cm de large. Chaque ensemble est positionné contre la paroi (côté chaufferette contre la paroi) au centre d'une des zones délimitées par les rainures horizontales (cf. fig. 2.3(b)) et est maintenu en place au moyen de ruban adhésif en aluminium aux deux extrémités (voir photo 2.5(d)).

Enfin, les chaufferettes sont plaquées contre la paroi grâce à trois épaisseurs de mousse en silicone (1 cm d'épaisseur, voir photo 2.5(e)) qui viennent exercer une légère pression (pas trop forte pour ne pas écraser les fluxmètres) lors de la fermeture du couvercle. Cette mousse joue aussi le rôle d'isolant pour limiter les pertes thermiques vers l'arrière des chaufferettes dans les blocs parois.

2.2.3.3 Les plaques support

Chaque bloc paroi est fixé sur une plaque support en PVC (voir photo 2.6(a)) qui permet de le maintenir à mi-hauteur dans la cellule en eau. Ces plaques mesurent 140 cm de haut pour 20 cm de profondeur et 1,5 cm d'épaisseur et leur rigidité est renforcée par deux cornières en acier inoxydable de 3 cm de côté. Pour répartir la pression exercée sur le verre, les deux plaques support reposent sur une troisième plaque de même épaisseur posée au fond de la cellule en eau. Deux rainures sont faites dans cette troisième plaque afin de maintenir l'écartement des plaques support en bas de la cellule. Le maintien des plaques en haut, se fait au moyen de deux barreaux en PVC, de longueur réglable, tendus entre les deux plaques (fig. 2.6(b)).

La jonction entre le bloc paroi et sa plaque support se fait au moyen d'un système vis-écrous en laiton comme le montre la photo 2.6(c). Ce système permet de régler l'écartement du canal entre 0 et 14 cm. Un jeu a été volontairement introduit dans ce système de façon à pouvoir régler le parallélisme des parois.

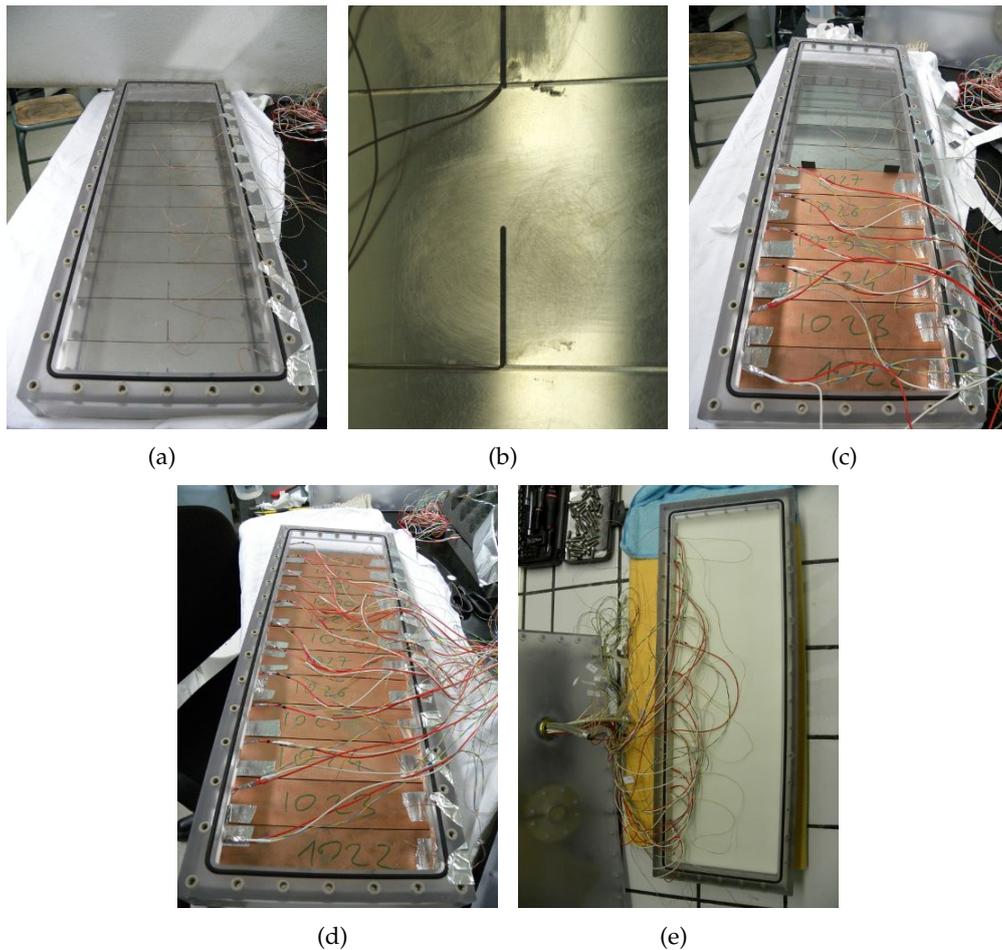


FIGURE 2.5 – Photos présentant les différentes étapes de l'équipement des blocs parois. (a) et (b) Mise en place des thermocouples dans les rainures. (c) et (d) Positionnement des chauffettes. (e) Fin avec la mise en place des trois couches de mousse isolante.

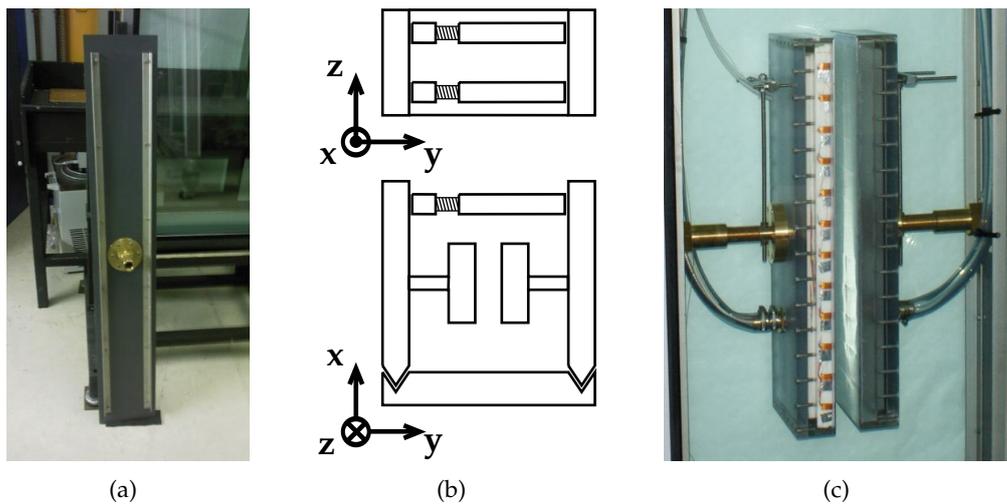


FIGURE 2.6 – (a) Photo d'une plaque support en PVC. (b) Schéma de l'ensemble en PVC permettant de maintenir les blocs parois : les deux plaques support, la troisième plaque posée au fond de la cellule et les barreaux de maintien. (c) Photo du canal en gros plan (banc d'essais en cours de construction) avec le système vis-écrou qui soutient le bloc paroi.

2.2.3.4 Système de réglage de la géométrie

Le paragraphe précédent a montré que la largeur du canal se règle grâce aux deux systèmes vis-écrous maintenant les blocs parois aux plaques support. Cependant, ce système mécanique ne permet que le maintien des parois et ne peut assurer leur parallélisme. C'est pourquoi ce réglage est fait à l'aide d'un autre système présenté sur la figure 2.7. Cette figure présente aussi une version précédente qui sera détaillée plus loin (§2.2.6.3). Une barre carrée en acier inoxydable est fixée de façon rigide à la plaque support en PVC. Deux tiges filetées reliant les coins supérieurs du bloc paroi à la barre carrée permettent de régler la distance et/ou l'orientation entre ces deux éléments.

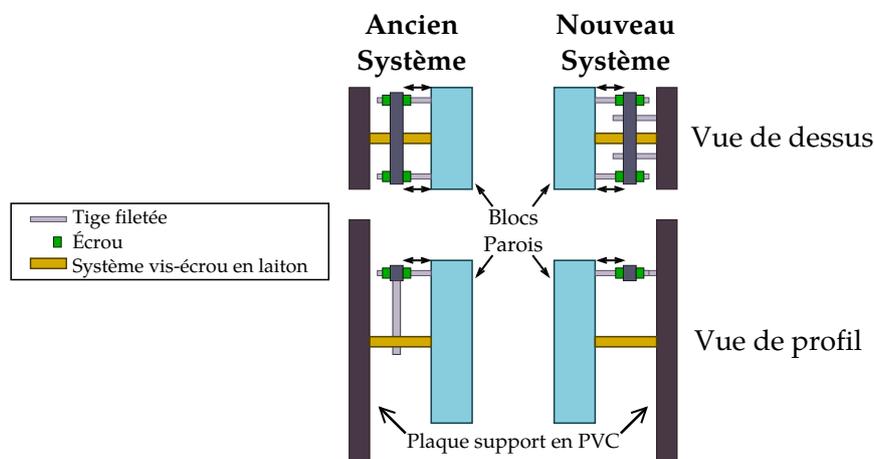


FIGURE 2.7 – Schéma présentant les deux systèmes utilisés pour le réglage du parallélisme des parois.

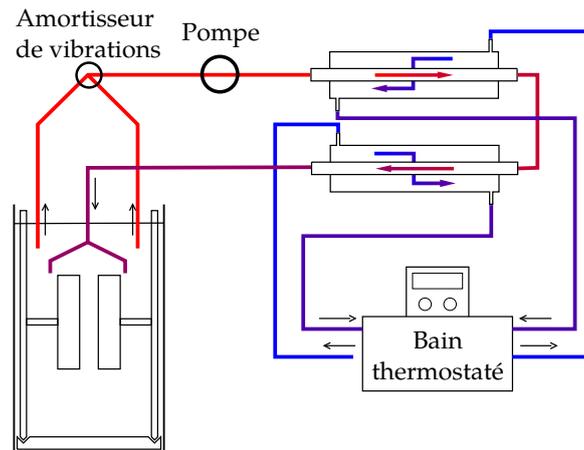


FIGURE 2.8 – Schéma du fonctionnement du système de régulation de la température dans la cellule en eau.

2.2.4 La régulation thermique de la cellule

La condition aux limites à l'extérieur du canal est une condition de température imposée. Le banc d'essais doit donc être équipé d'un système de régulation thermique qui vient compenser la puissance injectée aux parois.

2.2.4.1 Le système de régulation

La régulation de la température de l'eau se fait au moyen d'échangeurs à eau reliés à un bain thermostaté. Pour des raisons de simplicité et pour limiter les pertes de charge dans la cellule, ces échangeurs ont été installés en dehors de la cellule en eau et de créer un circuit de régulation externe. Le système de régulation thermique est donc composé de trois éléments :

- une pompe pour la circulation de l'eau de la cellule ;
- deux échangeurs contre-courant droits ;
- et un bain thermostaté Lauda pouvant extraire jusqu'à 1,6 kW.

Le principe de fonctionnement de ce système est présenté sur la figure 2.8. L'eau chaude de la cellule est aspirée en partie haute près des plaques support en PVC grâce à une pompe à faible débit (entre 1 et 3 L.min⁻¹). Cette pompe, à membrane, est couplée à un amortisseur qui absorbe les vibrations de la membrane oscillante pour éviter de perturber l'écoulement dans la cellule. L'eau passe ensuite dans deux échangeurs droits montés en série puis est réinjectée dans la cellule au niveau de la sortie du canal, derrière les blocs parois. Les deux échangeurs sont refroidis grâce à deux circulations d'eau provenant du bain thermostaté qui est régulé à une température fixe. La température de consigne de la régulation n'est pas la température de refoulement de l'eau dans la cellule mais la température de l'eau du bain thermostaté. L'ensemble du système (tuyaux et échangeurs) est isolé à l'aide de gaines en mousse isolante recouvertes de ruban adhésif en aluminium pour limiter les pertes par transfert radiatif. L'aspiration et le refoulement de l'eau dans la cellule se fait au travers de diffuseurs en PVC afin de limiter au maximum les perturbations en répartissant le débit sur toute la profondeur du canal.



FIGURE 2.9 – (a) Photo d'un des diffuseurs en PVC utilisé pour l'aspiration et le refoulement du système de régulation. (b) Photo des diffuseurs d'aspiration (à gauche) et de refoulement (à droite) fixés sur la plaque support en PVC et sur le bloc paroi.

2.2.4.2 Les diffuseurs d'aspiration et de refoulement

La photo 2.9(a) montre un des diffuseurs utilisés pour l'aspiration et le refoulement de l'eau dans la cellule. Ce sont des tubes en PVC de 1 cm de diamètre et de 20 cm de long, percés de 4 trous de 8 mm de diamètre. Ainsi le débit, déjà faible, du circuit de régulation est divisé par 8 au niveau du refoulement. La position des diffuseurs est présentée sur la photo 2.9(b), mais en fonctionnement, le diffuseur de refoulement (à droite) est orienté vers le haut (et non vers la droite). Le but du système de régulation étant d'extraire la chaleur injectée au niveau des parois, les diffuseurs d'aspiration ont été positionnés en partie haute et fixés aux plaques support à l'aide de clips en plastique. L'aspiration est orientée horizontalement. Le refoulement a été placé au niveau de la sortie du canal car la température extérieure en sortie de canal est un des paramètres importants pour ce type d'écoulement. Les diffuseurs sont donc fixés au dos des blocs parois grâce aux mêmes clips et le refoulement est orienté vers le haut.

2.2.5 L'environnement extérieur

Divers aménagements ont dû être mis en place dans la pièce pour faciliter l'accès à l'intérieur de la cellule et la manutention des différents éléments, mais aussi pour stabiliser la température de l'air environnant et limiter les écarts de température (notamment jour/nuit).

2.2.5.1 Les plateformes du banc d'essais

Tout d'abord, la cellule en eau a été surélevée de façon à porter le canal à hauteur du regard. Un châssis de 60 cm de haut a donc été construit pour supporter la cuve en verre. Des caoutchoucs antivibration ont été placés sous les pieds du châssis pour limiter au maximum l'introduction de perturbations provenant de l'extérieur. Le haut de la cellule en verre se trouvant donc à 1,9 m du sol, une plateforme de 1,2 m de large et de 80 cm de profondeur et de hauteur, a été construite derrière afin de permettre un accès à l'intérieur de la cellule à deux personnes en même temps. La disposition du banc d'essais dans la pièce est illustrée par la photo 2.10(a). Cependant, cette plateforme ne permet pas la manutention des parois fixées

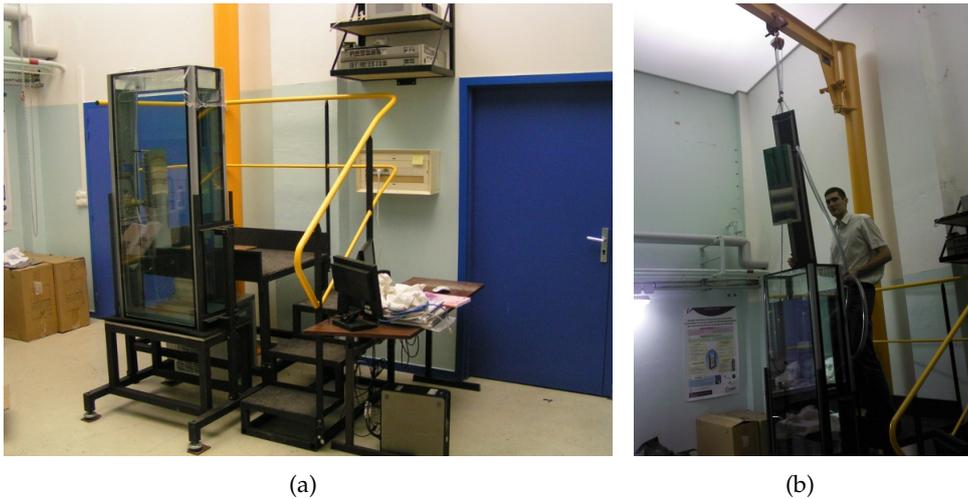


FIGURE 2.10 – (a) Photo montrant la cellule en eau sur son bâti ainsi que la plateforme derrière permettant d'accéder à la cellule par le haut. (b) Photo présentant la mise en place d'une paroi grâce au palan et à la potence installés derrière.

à leur plaque support car ces ensembles sont lourds (environ 20 kg) et doivent être levés à 3,5 m du sol pour être introduits dans la cuve.

2.2.5.2 Manutention des parois

La manutention des parois est un des points délicats de l'assemblage du banc d'essais. En effet, cette manœuvre doit être faite avec délicatesse pour éviter un choc sur les blocs parois qui pourrait engendrer une fuite ou des rayures sur les parois. De plus, les plaques support doivent être insérées bien droites et donc levées à plus de 3,5 m du sol, comme le montre la photo 2.10(b). Pour cela, une potence d'une hauteur de 4,5 m (hauteur sous palan) a été installée avec un palan manuel pouvant lever 50 kg. La manutention des plaques support et de leur bloc paroi se fait donc à deux : une personne qui lève à l'aide du palan et l'autre qui guide l'introduction de la paroi dans la cellule en eau.

Il faut noter ici que la hauteur de cuve de 1,5 m approche de la hauteur limite possible, avec une hauteur sous palan de 4,5 m.

2.2.5.3 Régulation thermique de la pièce

Même si le banc d'essais est régulé en température et en grande partie isolé de l'extérieur, les variations de température dans la pièce influent sur la température de l'eau dans la cellule et notamment en bas. D'autant plus que les campagnes de mesures se déroulent sur plus d'un mois et qu'aux variations jour/nuit (pouvant aller jusqu'à 5°C) s'ajoutent les variations de températures saisonnières. Pour remédier à ce problème, un système de contrôle de la température a été installé dans la pièce. Cette salle accueillant aussi l'expérience du canal vertical en air (expérience de Vareilles [80]), un système de plafond diffusant a été installé pour limiter au maximum les vitesses d'air dans la pièce. Ce système permet de fixer une température de 22°C dans la pièce avec des variations mesurées de $\pm 1^\circ\text{C}$, ce qui est suffisamment stable pour rendre notre banc d'essais indépendant de l'extérieur.



FIGURE 2.11 – Photos d'un bloc paroi tel qu'il était conçu au départ.

2.2.6 Réglages et adaptations du banc d'essais

Au cours de cette thèse le banc d'essais a connu de nombreuses évolutions en commençant par la conception des blocs parois. Les principales évolutions qui ont conduit à la version finale qui vient d'être présentée sont recensées ici.

2.2.6.1 Les blocs parois

Au départ du projet, les blocs parois étaient bien différents, composés de 4 parties. Pour palier les éventuelles déformations de la paroi en acier inoxydable sous l'effet de la chaleur, le cadre était conçu en deux parties : un cadre en inox pour pouvoir visser le couvercle (lui aussi conçu en inox) et une bordure de 4 cm en caoutchouc. Le cadre en caoutchouc était formé de 4 bandes collées entre elles sur le cadre et la paroi en inox à l'aide d'une colle Araldite® résistante à la température. Les photos 2.11 montrent un bloc paroi en cours de collage avec le couvercle vissé sur un cadre en inox, la bordure en caoutchouc et la paroi en inox (non collée ici).

Cependant, cette solution impliquait trop de collage, ce qui entraînait des fuites, d'autant plus que le serrage pendant le collage était limité à cause de la fragilité de la paroi. C'est pourquoi cette solution a été abandonnée au profit de la solution en polycarbonate usinée dans la masse par une entreprise extérieure.

2.2.6.2 Modification de la régulation thermique

Comme discuté précédemment, le système de régulation thermique est actuellement constitué de 2 échangeurs droits contre-courant branchés en série. Deux échangeurs ont été utilisés car au départ le circuit de régulation était conçu différemment ; i.e. chaque paroi avait son propre échangeur afin de pouvoir n'en brancher qu'un si nécessaire. La pompe était ainsi placée en aval des échangeurs de façon à mélanger les deux circuits d'eau et refouler des deux côtés à la même température.

Cependant cette différenciation des circuits n'était pas nécessaire et lors d'un réaménagement du circuit, pour réduire les longueurs de tuyaux et les pertes de charge, les deux échangeurs ont été installés bout à bout. De plus, l'isolation du circuit a été faite à ce moment-là.



FIGURE 2.12 – Photo de la première cellule en double vitrage.

2.2.6.3 Adaptation du système de réglage de la géométrie

Le réglage de la géométrie s'est toujours fait à l'aide de quatre tiges filetées vissées aux deux coins supérieurs de chaque bloc paroi et reliées à une barre carrée en inox. Cependant, comme le montre la figure 2.7 (schéma de gauche), au départ la barre en inox était fixée sur l'axe du système vis-écrous (voir aussi la photo 2.6(c)). Cette solution avait été adoptée pour pouvoir changer facilement l'écartement des parois sans changer le parallélisme.

Ce système a lui aussi été revu car la rigidité du système n'était pas suffisante pour régler le parallélisme des parois. La solution, plus simple, de fixer la barre carrée en inox directement sur les plaques support à l'aide de deux autres tiges filetées a donc été mise en place.

2.2.6.4 La cellule en eau et son isolation

Le changement de la cellule en eau a été rendu nécessaire suite à une fuite apparue en juin 2011. La première cellule présentée sur la photo 2.12 était fabriquée en double-vitrage pour limiter les pertes thermiques vers l'extérieur. C'était une cuve faite sur mesure en verre de 12 mm d'épaisseur avec un double vitrage (sauf sur le fond) de 6 mm. Au départ, celle-ci n'était pas isolée, or les premières campagnes d'essais, menées à faible puissance (190 W.m^{-2}) ont montré que les pertes n'étaient pas négligeables (la puissance de chauffe étant faible, l'importance des pertes augmente). Ce constat a mené à l'isolation de la cellule.

Cependant, peu de temps après, une fuite est survenue sur la cuve. Cette fuite n'étant pas localisable et la réparation difficile, il a été décidé de changer la cuve. Le double-vitrage n'étant plus nécessaire, il a été supprimé et pour améliorer la qualité des mesures par LDV, la face avant et le fond de la cellule ont été fabriqués en verre ultra-clair¹. Par ailleurs, la nouvelle cuve a été faite en verre de 15 mm : épaisseur minimale pour une cuve de 1,5 m de haut d'après le nouveau fournisseur. La fuite sur l'ancienne cuve pourrait être due à la déformation du verre, trop fin pour supporter les contraintes imposées par la hauteur.

1. La différence de couleur du verre se remarque sur la photo 2.2(a). La tranche de la face arrière apparaît noire alors qu'elle est transparente à l'avant (on peut voir à travers les 60 cm de verre).

2.2.6.5 L'entrée du canal

L'entrée du canal n'a subi qu'une évolution mineure. Lors des premières campagnes, l'entrée était fortement perturbée, ce qui demandait des acquisitions de vitesse sur des temps longs (~ 1 h) pour obtenir des grandeurs moyennes correctes. Sur l'expérience en air, Vareilles [80] a observé qu'une entrée en angle droit génère une zone de recirculation liée au bord d'attaque. Pour éviter cette zone de recirculation, lors du remplacement de la cuve, des demi-tubes en PVC de 4 cm de diamètre ont été collés sur le bas des blocs parois pour passer d'une entrée à angle droit à une entrée arrondie. Les tubes ont été collés au silicone et un joint a été fait entre le demi-tube et la paroi afin de limiter les aspérités.

Cependant, ce changement n'a eu que très peu d'effet sur les fluctuations de la vitesse en entrée.

2.3 Instrumentation et pilotage

La section précédente s'est attachée à la description du banc d'essais. Cette section traitera de sa gestion et de l'instrumentation mise en place pour l'acquisition des résultats.

2.3.1 Mesures thermiques

Comme discuté précédemment, des mesures de densité de flux de chaleur et de température sont effectuées sur ce banc d'essais au moyen de fluxmètres et de thermocouples. Les différents capteurs présents sur le banc d'essais sont représentés sur le schéma 2.13. Ces capteurs, à l'exception du micro-thermocouple dans le canal qui sera présenté par la suite (cf. §2.3.3, non représenté sur le schéma), sont tous branchés sur une centrale d'acquisition Agilent® 34980A. Les capteurs sont tous solidaires d'un des deux ensembles bloc paroi/plaque support et ils sont branchés sur deux cartes différentes de la centrale d'acquisition ; la carte 1 (voies 1001 à 1040) pour la paroi droite et la 2 (voies 2001 à 2040) pour la gauche.

2.3.1.1 Mesures de densité de flux de chaleur

Chaque chaufferette est équipée d'un capteur de densité de flux de chaleur Captec® collé au dos (voir photo 2.14(a)). Le principe de fonctionnement des fluxmètres est schématisé sur la figure 2.14(b) ; il consiste à mesurer un gradient de température transversal (perpendiculaire à la densité de flux) qui est dû à la densité de flux longitudinale à mesurer. L'avantage principal est d'augmenter la sensibilité du capteur tout en gardant une épaisseur et donc une résistance thermique faible. Le capteur se compose de deux plaques fines en cuivre entre lesquelles se trouve une alternance de bandes de cuivre et de cavités d'air. La densité de flux de chaleur incidente q qui traverse le capteur de bas en haut est contrainte à passer par les zones cuivrées (à cause de la différence de conductivité entre l'air, $0,026 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et le cuivre, $390 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). La différence de température entre les points A et B est donc directement corrélée à la densité de flux de chaleur locale qui traverse le capteur. La densité de flux moyenne traversant le capteur est obtenue en intégrant ces différences sur toute sa surface. En pratique, la mesure de température intégrée se fait par une thermopile de surface entre les plots et la surface cuivrée du bas.

Les capteurs de la paroi droite sont associés aux voies 1022 à 1033 du multimètre Agilent® et ceux de la paroi gauche aux voies 2022 à 2033. Les chaufferettes étant

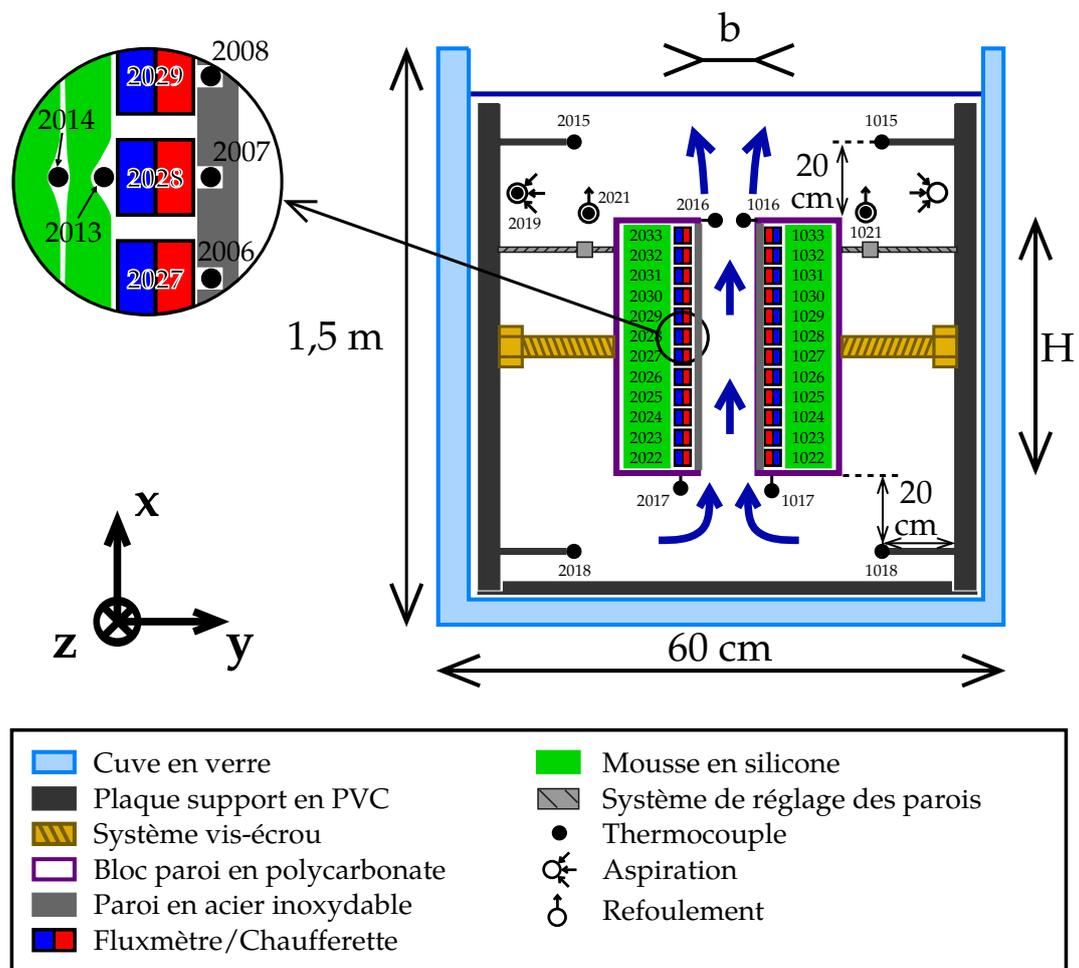


FIGURE 2.13 – Schéma du banc d'essais vu de face avec les différents capteurs qu'il contient associés à leur numéro de voie sur la centrale Agilent®.

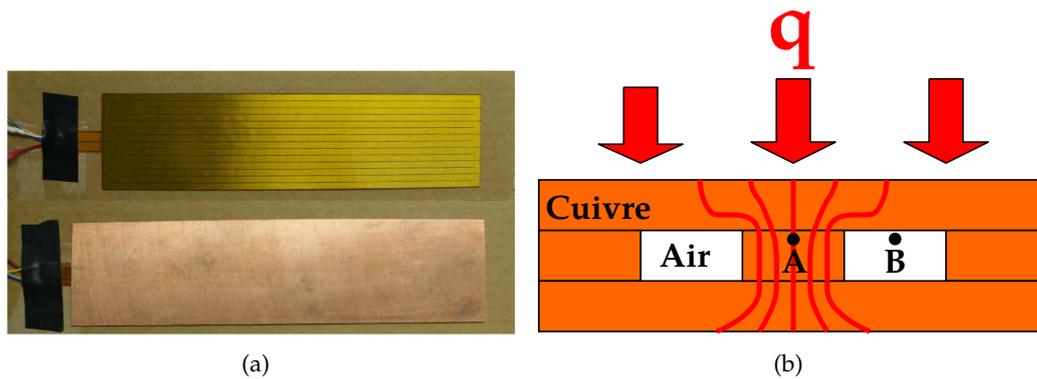


FIGURE 2.14 – (a) Photo d’une chaufferette, face résistance en haut et fluxmètre en bas. (b) Schéma de fonctionnement d’un capteur de densité de flux de chaleur Captec®.

disposées de bas en haut, les capteurs XX22 correspondent aux premières chaufferettes en entrée et les XX33 aux 12^{ème} placées en sortie. Par la suite, les capteurs seront désignés par leur numéro de voie.

2.3.1.2 Mesures de température

Les températures sur le banc d’essais (mise à part celle dans le canal mesurée avec le micro-thermocouple présenté ensuite) sont mesurées à l’aide de thermocouples de type K (chromel-alumel) de $130\mu\text{m}$ de diamètre fabriqués sur place. Le dispositif expérimental compte au total 40 thermocouples répartis en deux groupes de 20 ; un groupe par ensemble bloc paroi/plaque support. Chaque groupe de 20 thermocouples possède sa propre jonction froide (cf. annexe D) ; il s’agit d’un barillet en cuivre dans lequel sont insérées les soudures froides de chaque thermocouple ainsi qu’une sonde Pt100 pour mesurer la température de la jonction froide. Les deux barillets (un par jonction) sont ensuite isolés séparément à l’aide de chanvre et rassemblés dans une boîte en plastique.

La disposition des thermocouples, décrite sur le schéma 2.13, est la suivante :

- 12 thermocouples dans chaque paroi au centre de chaque chaufferette (cf. fig. 2.5(c) et 2.5(d)) sur les voies 1001 à 1012 (paroi droite) et 2001 à 2012 (paroi gauche) ;
- 1 thermocouple au dos de chaque 6^{ème} chaufferette (1013 et 2013) et un au même endroit mais entre la première et la deuxième couche d’isolant (1014 et 2014) ;
- 2 thermocouples en entrée sous chaque bloc paroi (1017 et 2017) et 2 en sortie juste au dessus des blocs (dans l’écoulement, 1016 et 2016) ; ces 4 thermocouples sont situés dans un plan xOy , 1 cm derrière le plan de mesure (situé à $z/l = 0,5$) ;
- 2 thermocouples en bas de la cellule en verre (1018 et 2018) et 2 en haut (1015 et 2015), attachés sur des baguettes en PVC à 20 cm des plaques support et 20 cm en-dessous ou au-dessus des blocs parois.
- 1 thermocouple dans chaque diffuseur de refoulement (1021 et 2021) et 1 dans le diffuseur d’aspiration gauche (2019) ;
- 1 thermocouple hors de la cellule en eau, collé sur l’isolant (1019).

Ainsi sont mesurées les températures dans les parois, dans l’isolant des blocs parois (pour vérifier les surchauffes), à différents endroits de la cellule en eau et

dans la pièce. Les voies 1020 et 2020 sont réservées aux résistances platine des jonctions froides qui sont branchées en 4 fils pour optimiser la mesure (voies 1020/2020 et 1040/2040).

2.3.2 Étalonnage des capteurs

Tous les capteurs présents sur le banc d'essais ont été étalonnés sur place avec leur chaîne d'acquisition (capteur + fils + carte et centrale d'acquisition).

Les thermocouples et les sondes platine ont été étalonnés à l'aide d'une sonde platine de référence présente au laboratoire, calibrée par un organisme certifié à $\pm 0,01^\circ\text{C}$ et d'un banc construit pour l'occasion (décrit dans l'annexe D). Dans un premier temps les deux sondes Pt100 des jonctions froides ont été étalonnées pour 5 paliers de température compris entre 10 et 30°C . Puis les jonctions froides ont été assemblées pour procéder à l'étalonnage des thermocouples sur 6 paliers entre 10 et 70°C . Après étalonnage, l'incertitude sur la mesure de température des sondes platine est de $\pm 0,02^\circ\text{C}$ et celle sur la mesure des thermocouples est de $\pm 0,05^\circ\text{C}$.

Les fluxmètres ont aussi été étalonnés (voir annexe C) avec un banc d'étalonnage conçu spécialement pour ce type de capteur par D. David lors de sa thèse [29]. En effet, les fluxmètres Captec[®] sont fournis avec un étalonnage fait en usine, mais celui-ci est assez approximatif et en particulier, il néglige la réponse du capteur pour une densité de flux de chaleur nulle. L'étalonnage des fluxmètres s'est donc fait en deux temps : un étalonnage sous une densité de flux nulle, en plaçant les fluxmètres entre deux plaques d'isolant ; et un étalonnage à $50 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, ce qui correspond à l'ordre de grandeur des densités de flux de chaleur mesurées sur le banc d'essais (rappelons ici que les fluxmètres mesurent les pertes dans l'isolant). L'étalonnage ne s'est fait que sur deux points pour des raisons de temps car, contrairement aux thermocouples qui ont été étalonnés tous ensemble, les fluxmètres sont étalonnés un par un. La linéarité de la réponse a été vérifiée pour un capteur (voir annexe C). Après étalonnage, l'incertitude sur la mesure de la densité de flux de chaleur est de 1,2% ; ce qui conduit à une incertitude sur la valeur de la densité de flux de chaleur injectée dans le canal (environ cent fois plus grand que les pertes) de l'ordre de 0,01%.

2.3.3 Mesures couplées vitesse/température

En parallèle des mesures fixes de densité de flux de chaleur et de température sur le banc d'essais, un dispositif original a été mis en place pour mesurer la vitesse et la température de l'écoulement dans le canal. Ce système est basé sur le couplage d'un système de mesure de vitesse par LDV et d'un micro-thermocouple à un système de déplacement à deux axes (x et y).

2.3.3.1 Choix du système

Pour la mesure de vitesse, deux systèmes classiques étaient envisageables : la LDV et la PIV. Ces deux systèmes, non intrusifs, sont basés sur la mesure de vitesse de particules injectées dans l'écoulement et éclairées à l'aide de laser. La LDV permet une mesure continue en un point tandis que la PIV permet la mesure de champs (carré de 10 cm de côté environ) de vitesse instantanés avec une fréquence imposée (jusqu'à 10 Hz pour un système classique).

Bien que le banc d'essais ait été conçu pour pouvoir accueillir les deux techniques et qu'un système de PIV était déjà disponible au laboratoire, le choix a été

fait d'acquérir un système de LDV pour les mesures. Ce choix a été motivé par trois aspects :

- la LDV permet d'avoir des taux d'acquisition élevés car elle n'est pas limitée par la technologie (la suite montre que ce ne fut pas réellement le cas lors des campagnes) ;
- la mesure en un point permet de s'approcher plus facilement des parois pour faire des mesures dans les couches limites, ce qui est plus difficile en PIV (problème de réflexion et de perpendicularité de la caméra par rapport aux parois) ;
- la température est mesurée avec un micro-thermocouple placé très près du volume de mesure pour obtenir la vitesse et la température au même point et accéder à une estimation des fluctuations croisées ($\overline{u'\theta'}$ et $\overline{v'\theta'}$). La mesure couplée de vitesse et température avec un système de PIV-LIF (Laser-Induced Fluorescence), non intrusive, est difficilement applicable dans ce cas car elle nécessite l'utilisation d'un traceur fluorescent dans l'eau (souvent toxique, classiquement de la rodamine), qui pose des problèmes de recyclage vu les quantités d'eau utilisées.

Parmi ces trois points, la suite montrera que le vrai plus du système LDV fut de pouvoir s'approcher très près de la paroi.

2.3.3.2 Mesures de vitesse

Le principe de la mesure de vitesse par LDV est de créer un réseau de franges en un point, appelé « volume de mesure », en faisant interférer deux faisceaux laser (voir figure 2.15) et de mesurer la vitesse de particules (ajoutées à l'écoulement) qui traversent ce réseau de franges. La vitesse est calculée à partir du signal lumineux réfléchi par les particules et récupéré par un photomultiplicateur. Le système mesure la vitesse perpendiculaire aux franges (dans le plan des faisceaux et perpendiculaire à l'axe optique), il suffit donc de créer plusieurs réseaux à l'aide de différents faisceaux laser de couleurs différentes pour mesurer plusieurs composantes de la vitesse de la particule. La mesure des composantes x et y (ou y et z) est assez simple car elle se fait avec quatre faisceaux ayant le même axe optique et donc provenant de la même sonde laser, tandis que celle des trois composantes nécessite deux sondes laser qui doivent être ajustées pour que les volumes de mesure coïncident.

L'écoulement étant considéré 2D au centre du canal (cf. §2.2.1.1), un système LDV à deux composantes (x et y) a été choisi, de la société TSI®. Ce système est composé de :

- un laser continu Argon de 300 mW (de la société Meles Griot®) permettant de fournir trois longueurs d'ondes (vert : 514 nm, bleu : 488 nm, violet : 458 nm) ;
- une cellule de Bragg qui permet la séparation des longueurs d'onde et le décalage en fréquence d'un des faisceaux de chaque couleur² ;
- une sonde laser reliée à la cellule de Bragg par fibre optique qui fait interférer les 4 faisceaux (verts et bleus) et qui récupère le signal rétrodiffusé par les particules pour l'envoyer dans le photomultiplicateur ;
- un photomultiplicateur ;
- un processeur qui traite le signal reçu.

2. si le réseau de franges est immobile il est impossible de déterminer le sens des particules, c'est pourquoi un des faisceaux est décalé en fréquence pour faire défiler le réseau à 40 MHz (ce qui correspond à une vitesse d'environ 150 m.s⁻¹).

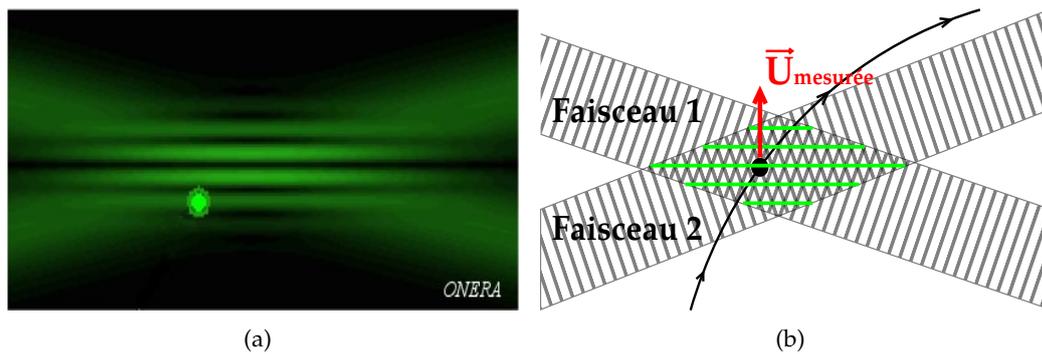


FIGURE 2.15 – (a) Photo d'un réseau de franges créé par le croisement de deux faisceaux laser, faite à l'ONERA. (b) Schéma du principe d'interférence de deux faisceaux lasers.

Le système est piloté par ordinateur à l'aide du logiciel FlowSizer fourni par TSI®. La sonde laser est montée sur un système de déplacement à deux axes, fabriqué par la société Newport®, permettant un déplacement, de 2 m selon x et 40 cm selon y , avec une précision sur la position de $10 \mu\text{m}$.

Pour l'ensemencement de l'écoulement, trois types de particules ont été utilisées. Au départ, des micro-billes argentées de $10 \mu\text{m}$ et d'une densité de 1,4 étaient utilisées, mais celles-ci étaient trop lourdes et sédimentaient trop vite. Des particules de polyamide ont donc été utilisées par la suite, moins réfléchissantes mais plus légères avec une densité de 1,03. Deux diamètres différents ont été testés, 20 puis $5 \mu\text{m}$. Les différences entre ces particules n'ont pas pu être observées car les mesures ont toujours été faites dans des conditions différentes à cause de plusieurs problèmes avec le système de LDV.

De nombreux problèmes ont été rencontrés avec le système de LDV tout au long des campagnes de mesure. Tout d'abord, une perte de puissance (environ 50%) a été observée sur les 4 faisceaux en sortie de la sonde ; puis une seconde chute au niveau des faisceaux bleus (environ 75 %). Ces pertes de puissance étaient principalement dues à un encrassement anormal de la sortie de la tête laser et des têtes des fibres optiques. De plus, le processeur du système est tombé en panne et a dû être remplacé ; et sur la fin de la thèse, le laser a perdu la moitié de sa puissance et est devenu instable, sa puissance variant entre 110 et 180 mW. La qualité du faisceau laser initial variant, les réglages des fibres optiques et la puissance en sortie de sonde n'étaient plus optimaux (par rapport à la puissance en sortie de laser).

L'accumulation et la succession des problèmes sur le laser ont fait que la plupart des mesures n'ont pas été réalisées avec les réglages des faisceaux optimaux, ce qui rend difficile la comparaison entre les différentes particules utilisées (difficile d'attribuer la part des particules et des réglages sur la faiblesse du signal). Par ailleurs, en changeant la cuve en verre, la transmission du signal a aussi été améliorée.

Finalement, entre les épaisseurs de verre (double-vitrage coloré, ou cellule trapézoïdale cf. §2.3.3.4), le choix des particules et les problèmes accumulés, les taux d'acquisition ont rarement dépassé les 10 Hz et ces derniers étaient le plus souvent de quelques Hertz.

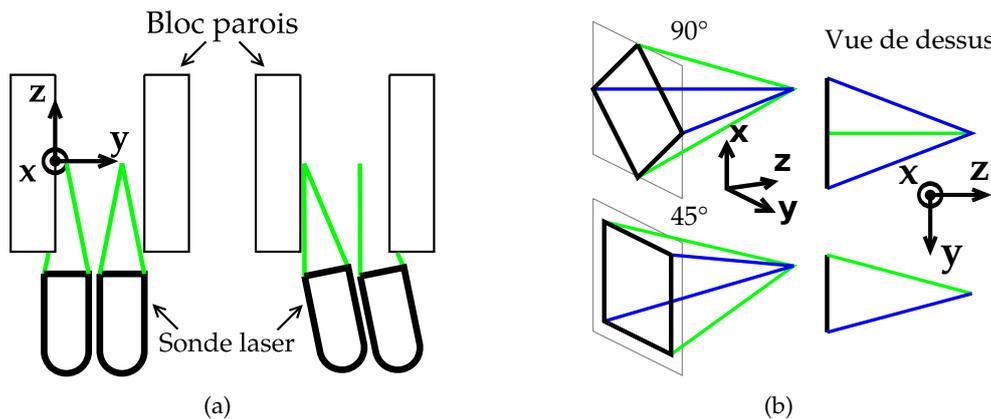


FIGURE 2.16 – (a) Schéma des possibilités de mesure de vitesse dans le canal avec ou sans rotation autour de l'axe x de la sonde laser. (b) Schéma en perspective et vue de dessus de l'angle formé par les faisceaux laser en fonction de la rotation autour de l'axe z de la sonde.

2.3.3.3 Mesure de température dans le canal

La température dans le canal est mesurée à l'aide d'un micro-thermocouple de type K de $25 \mu\text{m}$ de diamètre. Ce thermocouple est glissé dans une tige en laiton de 3 mm de diamètre (avec un diamètre intérieur de 1 mm) suspendue à une potence en profilés aluminium fixée sur la platine de déplacement du laser. Ce système permet la mesure de température à proximité du volume de mesure de la vitesse. Pour que la pointe du thermocouple ne perturbe pas la mesure de vitesse, celle-ci est positionnée légèrement plus haut dans un rayon de 2 mm autour du volume de mesure.

Le micro-thermocouple possède sa propre jonction froide avec sa propre sonde Pt100 et sa propre centrale d'acquisition Keithley®. Cette indépendance est faite pour pouvoir atteindre de grandes fréquences d'acquisition ; la constante de temps associée au micro-thermocouple est de l'ordre de 2 ms. Lors des campagnes de mesure la fréquence était de 9 Hz, cette fréquence n'est pas très grande mais elle est du même ordre de grandeur que celle de la mesure de vitesse et elle permet de limiter le bruit de mesure.

Le micro-thermocouple et sa sonde Pt100 ont eux aussi été étalonnés au laboratoire (voir annexe E) et l'incertitude sur la mesure de température dans le canal est la même que pour les autres thermocouples ($\pm 0,05^\circ\text{C}$).

2.3.3.4 Mesures en proche paroi

La principale difficulté de ce système de mesure de vitesse et de température couplées est la mesure en proche paroi. La mesure se faisant dans le plan central du canal (plan xOy à $z = l/2$), pour approcher la paroi il faut tourner la sonde laser autour de l'axe x pour que le faisceau le plus proche de la paroi soit quasiment parallèle à celle-ci comme le montre la figure 2.16(a). Cependant, cette inclinaison ne permet la mesure que sur une moitié de canal (de $y/b = 0$ à $y/b \sim 0,6$). Pour réduire cet angle d'inclinaison, la sonde est tournée de 45° autour de l'axe z (fig. 2.16(b)).

Cependant, à cause de la différence d'indice de réfraction (n) entre l'air et l'eau, si la sonde est inclinée par rapport à la paroi avant de la cellule en verre, les faisceaux ne se croisent plus au même point, voire ne se croisent plus du tout. Ce problème de réfraction est schématisé sur la figure 2.17. Sur ce schéma les angles

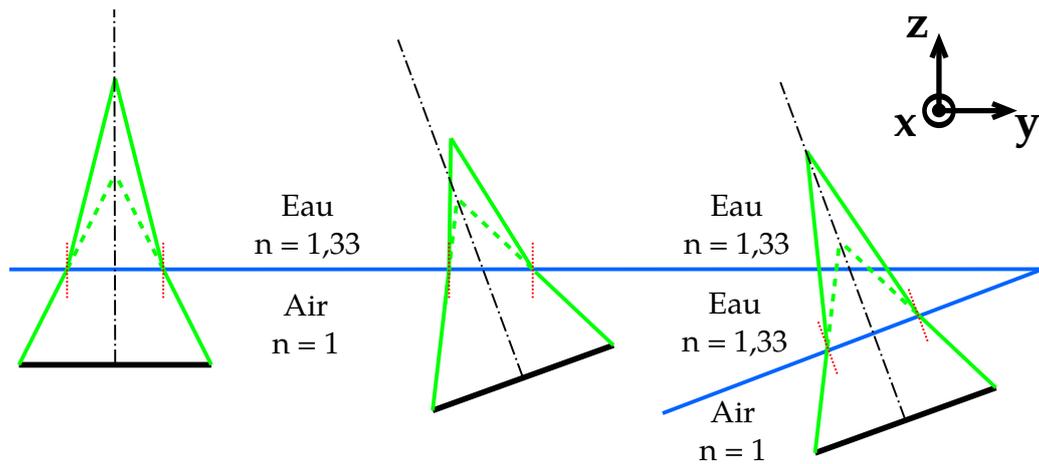


FIGURE 2.17 – Schéma de la diffraction des faisceaux laser à la traversée des dioptres air/eau et eau/eau. Les traits pleins représentent le trajet des faisceaux avec le dioptre et les pointillés représentent leur trajet sans dioptre.

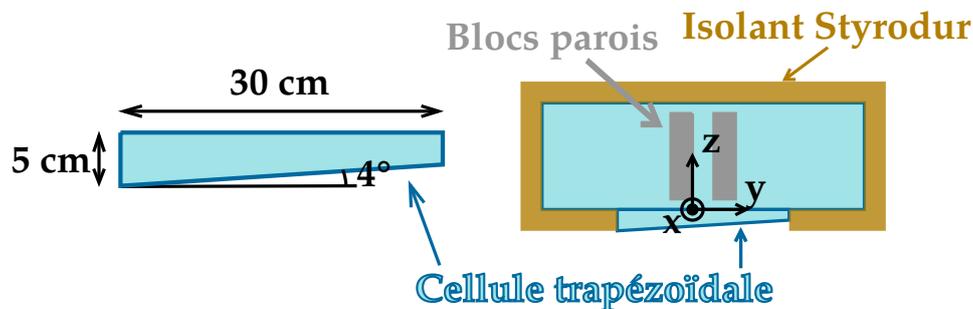


FIGURE 2.18 – Schéma de la cellule trapézoïdale et vue de dessus du banc d'essais avec celle-ci installée en face avant.

d'inclinaison sont exagérés pour des raisons de clarté et la diffraction dans le verre est négligée à cause de sa faible épaisseur et des faibles angles d'inclinaison. Ce schéma en 2D montre qu'en inclinant la sonde par rapport à la surface vitrée avant de la cuve, les faisceaux ne se croisent plus au niveau de l'axe optique. La vitesse mesurée par chaque composante ne correspondra donc pas au même point de l'écoulement.

Pour remédier à ce problème, une petite cellule trapézoïdale en verre ultra-clair formant un angle de 4° et remplie d'eau (voir fig. 2.18) a été conçue. Ainsi la sonde laser peut être inclinée autour de l'axe x du même angle et faire des mesures proches de la paroi gauche. Néanmoins, ce système empêche de s'approcher de la paroi droite ce qui a limité les mesures de $y/b = 0$ à $y/b = 0,6$. Avec cette cellule, les faisceaux arrivent toujours de biais par rapport à la grande cuve en verre (voir fig. 2.17), mais dans cette configuration cela ne les dévie pas car l'indice de réfraction est le même de part et d'autre de la vitre. Le paramètre important de cette installation est la perpendicularité au niveau du dioptre air/eau.

2.3.4 Système de commande et d'acquisition

Le banc d'essais est presque entièrement piloté par ordinateur ; seuls la pompe et le bain thermostaté du système de régulation ne sont pas contrôlés. Trois ordinateurs sont utilisés pour piloter l'ensemble du banc et ses appareils de mesure : un

pour l'alimentation des chaufferettes et la centrale d'acquisition Agilent® ; un pour le système de LDV et un dernier pour le système de déplacement et la centrale Keithley® avec le micro-thermocouple. Chaque ordinateur peut être piloté à distance par internet en se connectant au réseau de l'INSA de Lyon par VPN (Virtual Private Network).

2.3.4.1 Pilotage du banc d'essais sous LabVIEW®

LabVIEW® est un logiciel de développement d'applications basé sur un langage de programmation graphique. Chaque programme, appelé VI, se présente sous la forme de deux fenêtres : une « face avant » (fig. 2.19) qui sert à donner les instructions et à afficher les résultats et une « face arrière » ou « diagramme » qui présente le code sous forme graphique. Le codage se fait en reliant des « boîtes » qui sont autant de sous-VIs³ par des fils qui matérialisent l'ordre des actions.

Le programme de pilotage du banc d'essais est schématisé sur la figure 2.20. Au démarrage, il configure l'alimentation et la centrale d'acquisition Agilent® en fonction des consignes imposées par l'utilisateur en face avant (fig. 2.19). Ensuite, il rentre dans une boucle pour faire l'acquisition des mesures. À chaque itération, le programme vérifie et applique la consigne « ON/OFF » de l'alimentation ; l'acquisition des mesures se fait même si l'alimentation électrique est coupée. Ensuite, la centrale d'acquisition balaye l'ensemble des voies de mesure et les données sont enregistrées dans un fichier texte. Par ailleurs, une fois les voies balayées, le programme vérifie que la température mesurée sur chacune des voies ne dépasse pas une température de sécurité de 70°C. Si c'est le cas, l'alimentation est coupée et le programme s'arrête. Une seconde sécurité indépendante coupe l'alimentation si la température dans l'isolant des blocs parois dépasse aussi les 70°C ; cette sécurité est gérée par un disjoncteur indépendant possédant sa propre alimentation. Enfin, le programme s'arrête quand l'utilisateur appuie sur le bouton STOP (en face avant).

Le temps d'une itération dépend du nombre de voies mesurées et de la configuration de chaque voie ; jusqu'à présent toutes les voies ont été balayées à chaque itération avec un temps d'intégration de 1 NPLC⁴ et le temps d'une itération est de 4 secondes. L'arrêt de l'alimentation (par l'utilisateur ou par le processus de sécurité) ne peut se faire qu'une fois par itération soit toutes les 4 secondes.

De nombreux sous-VIs spécifiques à chacune des tâches ont du être développés pour la conception du programme de pilotage du banc d'essais.

2.3.4.2 Synchronisation des mesures de température et de vitesse dans le canal

La mesure couplée de température et de vitesse est un des points forts de ce banc d'essais (cf. §2.3.3). La synchronisation des mesures est donc essentielle. Le système de LDV acquiert une vitesse chaque fois qu'une particule valide passe dans le volume de mesure ; une synchronisation parfaite des mesures de vitesse et de température dans le canal nécessiterait un système complexe où l'acquisition de la température serait commandée par le système de LDV. Un tel système ne pouvait pas être mis en place dans le temps de cette thèse et avec les moyens disponibles (nécessité d'améliorer le système de LDV). C'est pourquoi la synchronisation n'a été faite que sur le temps de départ des deux mesures.

Le système de mesure couplée est totalement indépendant du banc d'essais ; il est piloté par deux ordinateurs supplémentaires. L'acquisition de la vitesse se fait

3. un sous-VI est un VI qui est utilisé par un autre VI.

4. Number of Power Line Cycles, 1 NPLC = 20 ms (avec une alimentation à 50 Hz).

2. Présentation du banc d'essais

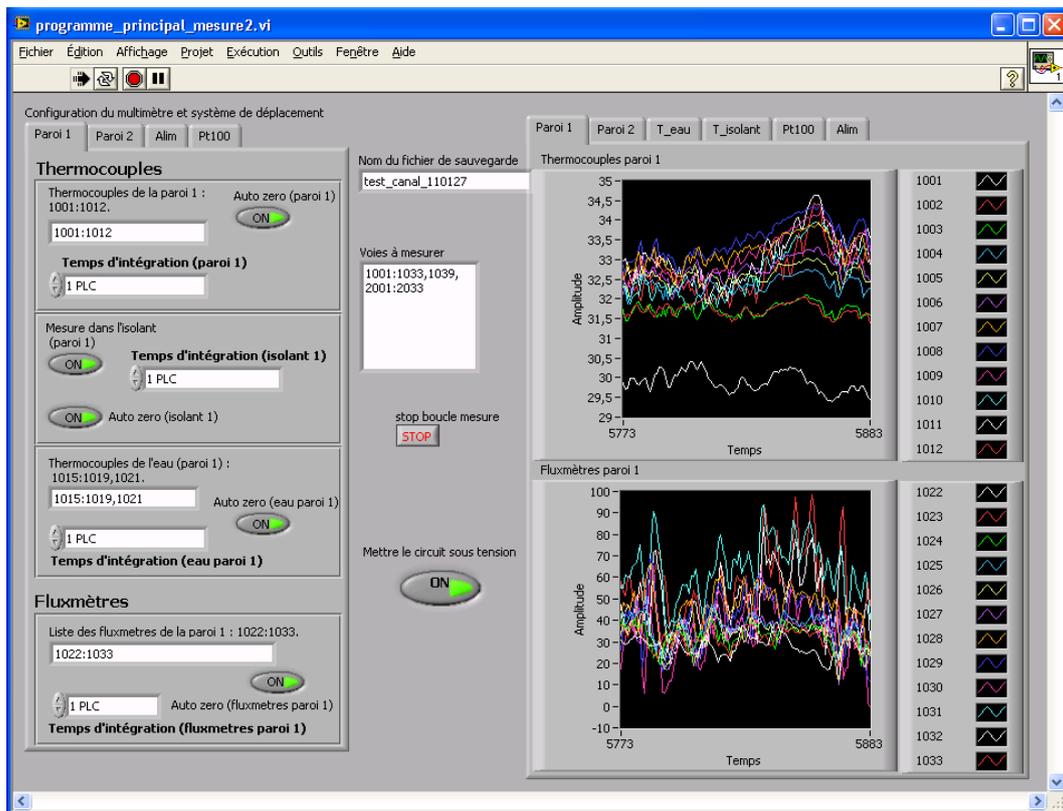


FIGURE 2.19 – Vue de la face avant du programme LabVIEW® de pilotage du banc d'essais.

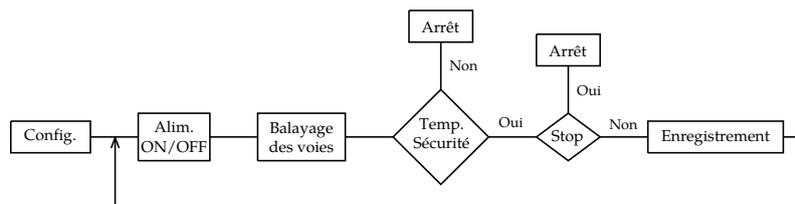


FIGURE 2.20 – Schéma du programme de pilotage du banc d'essais.

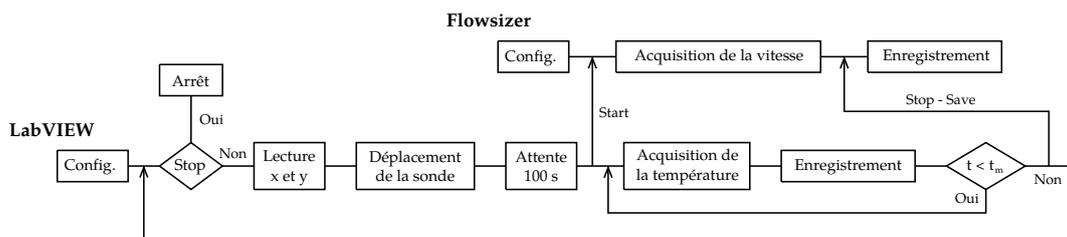


FIGURE 2.21 – Schéma du programme de pilotage du système de mesure couplée vitesse/température.

au travers du logiciel FlowSizer[®], fourni avec le système de LDV et nécessite un ordinateur pour le faire fonctionner. Pour obtenir de bonnes fréquences d'acquisition, le micro-thermocouple est relié à sa propre centrale d'acquisition Keithley[®]. L'acquisition est commandée par un second ordinateur au moyen d'un programme LabVIEW[®]. Ce programme pilote la centrale d'acquisition Keithley[®] et le système de déplacement. De plus, les deux ordinateurs sont reliés par une connexion série et le programme LabVIEW[®] envoie des consignes au logiciel FFlowsizer[®] pour synchroniser les démarrages des mesures.

Le programme LabVIEW[®] qui permet la synchronisation des mesures couplées de vitesse et de température dans le canal est schématisé sur la figure 2.21. Son principe est le même que le programme de pilotage du banc d'essais (cf. fig. 2.20) : une première étape de configuration puis une boucle pour l'acquisition et l'enregistrement de la température. Un ordre de démarrage est envoyé à Flowsizer[®] juste avant le démarrage de l'acquisition de la température de sorte que les deux mesures démarrent en même temps. Une seconde boucle est ajoutée par dessus pour permettre de lancer des mesures en différents points. Ainsi, le programme lit dans un fichier texte les positions (x et y) du point de mesure, déplace la sonde et lance la mesure. Un temps mort de 100 s est inséré entre le déplacement du système et le départ de la mesure pour attendre que la perche s'immobilise après le déplacement ; l'immobilisation durait généralement entre 50 et 80 s.

2.4 Conclusions

Ce chapitre est l'aboutissement d'un des objectifs principaux de cette thèse, à savoir la mise en route d'un dispositif expérimental consacré à l'étude de la convection naturelle en canal vertical dans l'eau. Il décrit ce banc d'essais en détail, de sa conception à sa réalisation et son instrumentation.

Une première partie a montré comment ce banc a été conçu et dimensionné par similitude par rapport au canal en air présent au laboratoire. Puis, les choix de conception et les évolutions faits pour respecter les conditions aux limites fixées ont été présentés.

Dans un deuxième temps, l'instrumentation mise en place sur cette expérience a été décrite ainsi que le fonctionnement du dispositif tout entier. Les capteurs et les systèmes développés pour fournir les données nécessaires à la compréhension de la problématique sur le couplage entre cinématique et thermique dans notre écoulement de convection ont été présentés. Pour cela un dispositif de mesure de vitesse par LDV a été couplé à une perche avec un micro-thermocouple pour accéder à la vitesse et à la température en tout point de l'écoulement.

Ce chapitre a aussi été l'occasion de présenter les différents problèmes rencontrés lors de la mise en place et lors du fonctionnement de ce banc. Les principaux ont été les fuites au niveau des blocs parois, qui ont créé plusieurs périodes d'arrêt ; et les problèmes au niveau du système de LDV qui ont limité les taux d'acquisition sur la mesure de vitesse.

On ne devrait pas chercher à savoir pourquoi les écoulements sont turbulents, mais plutôt pourquoi ils peuvent encore être laminaires ; la science vise à interpréter l'ordre dans la nature, pas le désordre.
David J. Tritton

Chapitre 3

Caractérisation du banc d'essais et traitement des données

Ce troisième chapitre est consacré à la caractérisation du banc d'essais et aux traitements des données permettant l'obtention des profils de vitesse et de température moyenne.

La première section présente les différentes campagnes de mesure menées au cours de cette thèse. Leurs configurations sont détaillées dans un premier temps puis les différents types de profil (vitesse et température) effectués pendant les campagnes sont présentés dans un second temps.

La seconde section porte sur la caractérisation du banc d'essais. Après avoir présenté l'aspect dynamique avec la mise en place du régime stationnaire ; les différentes incertitudes sur la géométrie du canal (parallélisme et verticalité des parois) et sur l'uniformité de la densité de flux de chaleur imposée en paroi sont abordées dans les sous-parties 2 et 3. Dans la sous-section suivante, une première étude sur l'impact de la stratification thermique dans la cellule en eau sur l'écoulement de convection naturelle dans le canal est présentée. Cette étude montre que la stratification thermique tend à réduire le débit dans le canal et à dégrader les échanges convectifs. Enfin, les pertes thermiques par les parois latérales du canal sont estimées dans la dernière sous-partie.

Par la suite, les différents traitements appliqués aux mesures de vitesse par LDV sont détaillés. Cette section est consacrée aux mesures de vitesse en proche paroi à l'aide de la cellule en eau trapézoïdale. Elle montre que la rotation de la sonde laser pour faire des mesures près de la paroi gauche nécessite de développer de nouvelles méthodes pour déterminer la position exacte du volume de mesure dans le canal. La prise en compte de l'évolution de la température dans la cellule en eau au cours d'une même campagne de mesure est aussi abordée dans cette section.

La section 4 traite de la conservation du débit volumique dans le canal. Dans un premier temps, elle montre que les vitesses sont très fluctuantes et qu'elles nécessitent des temps d'acquisition longs pour réduire les incertitudes. Puis, les notions d'écoulement 2D et 3D sont abordées avec les différences observées sur les débits calculés en entrée et en sortie de canal. Pour finir, une approximation est développée pour prendre en compte le caractère 3D de l'écoulement et déterminer le débit volumique à partir des profils de vitesse dans le plan central ($z/l = 0,5$).

Enfin, la dernière section porte sur la détermination des nombres caractéristiques de ce banc d'essais (Ra , Nu , Re). La précision attendue sur le calcul de ces nombres sans dimension est déterminée à partir des différentes incertitudes présentées dans les sections précédentes.

Campagnes	Exp.	q ($W.m^{-2}$)	T_e ($^{\circ}C$)	b (mm)	Ra_b^*	Types de cellule
février 2011	0	191,8	/	48,1	$2-3.10^6$	Double-vitrage
	1	190,7	22,6	45,1	$1,68.10^6$	
	2	381,7	23,5	45,1	$3,63.10^6$	
mai 2011	3	763,6	27,3	45,1	$9,07.10^6$	Double-vitrage isolé
	4	1147	32,6	45,1	$1,72.10^7$	
	5	2305	36,5	45,5	$4,34.10^7$	
octobre 2011	6	1150	33,8	59	$6,89.10^7$	Simple-vitrage isolé
janvier 2012	7	2343	43,7	63	$2,79.10^8$	
février 2012	8	1537	39,6	61	$1,35.10^8$	

TABLE 3.1 – Récapitulatif de la configuration du banc d'essais durant les différentes campagnes de mesure. La densité de flux de chaleur aux parois q est une moyenne temporelle sur les 24 chaufferettes ; T_e est la température moyenne temporelle sur les deux thermocouples en entrée (1017 et 2017, cf. fig. 2.13 p. 70) ; b est l'écartement moyen du canal et Ra_b^* est le nombre de Rayleigh (cf. éq. 3.14).

3.1 Présentation des différentes campagnes de mesure

Cinq campagnes de mesure ont été menées au cours de cette thèse. La première fut une campagne test durant laquelle le rôle de l'isolation de la cellule en eau a été étudié (voir §3.2.4). Durant la seconde campagne, des profils de température et de vitesse ont été établis en entrée et en sortie de canal pour 5 puissances différentes. Lors des trois suivantes, faites pour trois puissances différentes, la vitesse et la température ont été mesurées à différentes hauteurs sur la moitié gauche du canal, et notamment en proche paroi.

3.1.1 Conditions aux limites et géométrie

Tous les essais présentés dans ce manuscrit ont été faits avec une condition de chauffage uniforme symétrique sur les deux parois. En effet, il a été choisi d'étudier l'écoulement de convection naturelle en canal vertical dans un cas simple (« de référence ») avant d'envisager des configurations particulières (asymétrique, alternée...) plus proches des applications visées.

Lors de ces essais, trois paramètres ont varié : la densité de flux de chaleur imposée aux parois (q), la température d'entrée (T_e) et l'écartement du canal (b). La température d'entrée a été ajustée, en changeant la température de consigne du système de refroidissement, en fonction de la puissance injectée de façon à rester dans les conditions de validité de l'approximation de Boussinesq (cf. annexe A).

Par la suite, 9 expériences différentes seront distinguées ; leur configurations sont recensées dans le tableau 3.1. La densité de flux de chaleur q est une moyenne sur les 24 chaufferettes, T_e est la température moyenne mesurée par les deux thermocouples en entrée (1017 et 2017, cf. fig. 2.13 p. 70), b est l'écartement moyen sur la hauteur du canal et Ra_b^* est le nombre de Rayleigh modifié défini par l'équation 3.14. La première campagne (exp. 0) est particulière et sera plus détaillée dans la partie 3.2.4.

3.1.2 Mesures de vitesse et de température

Les 9 expériences ont été réalisées au cours de 5 campagnes différentes : une première campagne test en février 2011 suivie d'une campagne exploratoire en mai 2011 durant laquelle 5 puissances ont été balayées pour une première analyse, puis 3 campagnes plus approfondies consacrées chacune à une puissance donnée. La durée des campagnes de mesure dépend du nombre de profils de vitesse mesurés dans le canal.

Lors des deux premières campagnes (février et mai 2011), des profils de vitesse et de température (sauf pour l'expérience 2 où la température n'a pas été mesurée suite à un problème technique) ont été mesurés en entrée ($x/H = 0,04$) et en sortie ($x/H = 0,96$) sur la largeur du canal pour chaque puissance. La sonde laser étant perpendiculaire à la vitre avant de la cellule en eau, la vitesse horizontale n'a pas pu être mesurée près des parois (voir fig. 2.16(a)). De plus, les mesures de vitesses horizontale et verticale ne coïncident pas ; i.e. le terme croisé du tenseur de Reynolds ($\overline{u'v'}$) ne peut être calculé. En effet, pour avoir accès à ce terme, il faut que le système de LDV enregistre une mesure de vitesse verticale et horizontale en même temps, or toutes les particules qui traversent le volume de mesure ne génèrent pas un signal valide sur les deux composantes du système. Pour pouvoir calculer le terme $\overline{u'v'}$, il faut faire des mesures en coïncidence ; i.e. le système de LDV n'enregistre que les particules qui génèrent un signal sur les deux composantes, ce qui réduit fortement le taux d'acquisition sur chaque composante. Pour ce faire, le système LDV propose deux moyens :

- « hardware coincidence » : les signaux sont directement triés de façon analogique et seules les particules valides sont sauvegardées ;
- « software coincidence » : le traitement est fait par le logiciel à la fin de l'acquisition en ne retenant que les composantes de vitesses acquises dans une certaine fenêtre de temps.

Les trois dernières campagnes ont été consacrées à l'étude détaillée de l'écoulement pour une puissance donnée. Lors de ces campagnes, des mesures en proche paroi ont été réalisées sur la moitié gauche du canal avec la sonde laser inclinée et l'utilisation de la cellule trapézoïdale de compensation (cf. §2.3.3.4). Des profils de vitesse et de température ont été obtenus pour différentes hauteurs correspondant aux centres des chaufferettes : 2 à 12 pour les expériences 6 et 8 ; et 2, 4 à 6 et 8 à 12 pour l'expérience 7 (aucun profil n'a été fait en face de la première chaufferette car l'entrée du canal était trop perturbée). Les mesures ont été faites en coïncidence (accès à $\overline{u'v'}$) et proche de la paroi gauche (profils de $y/b = 0$ à $y/b = 0,7$). Les premiers profils de l'expérience 6 ont été faits en hardware coincidence, mais le logiciel avait un problème, l'enregistrement du temps était aberrant sur les signaux qui avaient le plus petit taux d'acquisition. La seconde méthode a donc été utilisée par la suite pour la fin de l'expérience et pour les 2 suivantes. De plus, lors des trois campagnes, des problèmes techniques ont été rencontrés avec le laser avec une perte de puissance importante (environ 50 % de perte en sortie de laser). Cette perte a eu pour effet de réduire les taux d'acquisition des mesures et surtout ceux des expériences 7 et 8. Enfin, les profils de vitesse obtenus lors de l'expérience 8 ne seront pas exploités à cause de problèmes rencontrés avec le système de refroidissement.

3.2 Caractérisation du banc d'essais

Dans cette section, les écarts entre la conception et les conditions de fonctionnement réelles, d'une part, et les incertitudes de mesure, d'autre part, seront évaluées.

3.2.1 Temps d'établissement

Le temps d'établissement varie peu d'une campagne de mesure à l'autre, il est d'environ 48 heures. La figure 3.1(a) présente les températures mesurées dans la moitié droite du banc d'essais à l'extérieur du canal et dans la salle lors du démarrage de l'expérience 8 (cf. tab. 3.1). La position des capteurs peut être repérée sur la figure 2.13 (page 70), ils correspondent aux thermocouples 1013 à 1019 et 1021, la température de la salle est mesurée avec le thermocouple 1019 non représenté sur cette figure. Pour des raisons de clarté, les courbes sont des moyennes glissantes faites sur 400 s (100 pts). Ces courbes montrent que la température n'évolue quasiment plus au bout de 48 heures mise à part celle en bas de la cellule en eau. Cette dernière se stabilise difficilement à cause de l'absence de brassage au fond de la cuve. En effet, la température de l'eau dans la cellule est homogénéisée par le brassage induit par l'écoulement de convection naturelle dans le canal : l'eau monte dans le canal et redescend derrière les blocs parois. Néanmoins, ce brassage n'atteint pas le bas de la cellule et les thermocouples situés environ 20 cm au dessous de l'entrée du canal. Le fond de la cuve se stratifie donc entre la température froide de la paroi vitrée du fond (notamment au niveau de l'ouverture dans le support en polystyrène pour de futures études PIV) et la température de l'entrée du canal.

Cependant, comme l'évolution de la température au fond de la cuve n'a pas d'influence sur l'écoulement, elle n'est pas prise en compte pour la validation du régime établi. Cette validation est faite sur l'évolution des températures diminuées de la température d'entrée comme le montre la figure 3.1(b). En effet, les campagnes se déroulant sur des longues périodes (1 à 2 mois), il peut y avoir des évolutions de la température dans la cellule (illustré sur la fig. 3.12) dues principalement à des variations au niveau du système de refroidissement.

Le régime établi est donc considéré comme atteint lorsque les température mesurées dans la cuve à l'extérieur du canal ne varient plus par rapport à la température mesurée en entrée de canal : $T - T_e = C^{te}$.

3.2.2 Géométrie du canal

La largeur du canal est un des paramètres clés de ce banc d'essais car elle est la longueur de référence. De plus, c'est elle qui contribue le plus à l'incertitude sur le calcul du nombre de Rayleigh modifié classique (basé sur b) puisqu'elle y apparaît à l'exposant 5. Une maîtrise du réglage du parallélisme des parois est donc essentielle.

Comme expliqué auparavant (§2.2.3.4 p.63), la verticalité du canal et son parallélisme sont modifiables à l'aide d'un système de tiges filetées à l'arrière des blocs parois (voir schéma 2.7 p.63). L'écartement, quant à lui, est ajusté à l'aide des systèmes vis-écrous reliant les blocs parois aux plaques support. Tous les réglages sont faits en utilisant les faisceaux laser et le système de déplacement comme capteur de position.

Le réglage des parois se fait en deux temps comme le montre la figure 3.2 : le réglage de la verticalité puis celui du parallélisme. La verticalité se fait par rapport au bord de la paroi situé contre la vitre avant et au laser monté sur le système de déplacement. Le réglage est fait de sorte que les deux bords avant soient parallèles ; i.e. le canal peut être très légèrement incliné, mais il faut éviter qu'il soit convergent (ou divergent). Pour cela, l'arête avant (parallèle à x) de la paroi en inox est pointée avec le couple de faisceaux laser verticaux et le bloc est ajusté de façon à ce que cette arête soit verticale. Avec ce système de réglage, l'écart mesuré sur la largeur du canal entre le bas et le haut est de $\pm 0,5$ mm. Cet écart est dû au système de tiges

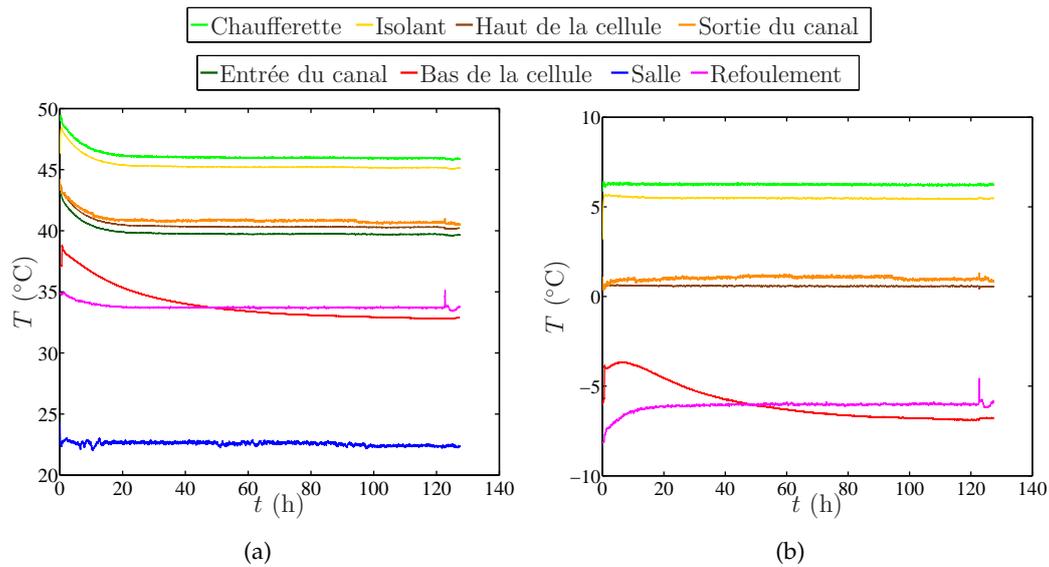


FIGURE 3.1 – Évolution des températures mesurées sur la moitié droite du banc d'essais lors du démarrage de la campagne de février 2012. Pour des raisons de lisibilité, les courbes présentées sont des moyennes glissantes faites sur 400 s. (a) Températures mesurées. (b) Écart de température avec l'entrée du canal. Voir figure 2.13 (page 70) pour la position des capteurs.

filetées qui est trop grossier. Néanmoins, cet écartement, mesuré au niveau de la vitre avant de la cuve, ne correspond pas à l'écartement réel dans le plan central du canal ($xOy, z/l = 0, 5$) car les parois ne sont pas parfaitement parallèles à l'axe z . Le parallélisme selon z se fait par rapport au dessus des blocs où l'écartement est mesuré grâce à un réglage. L'incertitude sur ce réglage est de ± 1 mm sur la profondeur des blocs (23 cm), soit $\pm 0,5$ mm d'incertitude sur l'écartement au centre.

L'incertitude sur la largeur du canal est donc de ± 1 mm. Cependant, la liaison entre le bloc paroi et le système vis-écrou n'est pas une liaison rotule parfaite et il y a un jeu important au niveau cette liaison. L'écartement mesuré en face avant et au dessus peut donc être différent de celui mesuré en face arrière et en dessous. Il faudra donc majorer l'incertitude par la suite.

3.2.3 Conditions aux limites en paroi

Le banc d'essais a été conçu de façon à avoir une condition de densité de flux de chaleur imposée en paroi. Celles-ci sont donc chauffées par des résistances électriques branchées en parallèle sur une alimentation Agilent® 6675A pouvant fournir jusqu'à 60 V sous 35 A avec une stabilité de $\pm 0,02$ V. Le chauffage s'effectuant par effet joule, il est indispensable que le circuit électrique soit équilibré pour obtenir l'uniformité des densités de flux de chaleur injectées. Or, lors de l'étalonnage des fluxmètres, une erreur de branchement a fait perdre les douze chaufferettes de la paroi droite. Elles ont donc été refaites mais la résistance électrique moyenne des 12 nouvelles chaufferettes n'était plus la même que celle des 24 premières. En effet, lors de la fabrication, la société Captec® fait en sorte que toutes les chaufferettes d'un même lot soient quasi-identiques, mais c'est plus difficile entre deux lots différents. La résistance électrique de toutes les chaufferettes a donc dû être rééquilibrée et par la même occasion, les résistances entre les chaufferettes d'un même lot ont également été rééquilibrées.

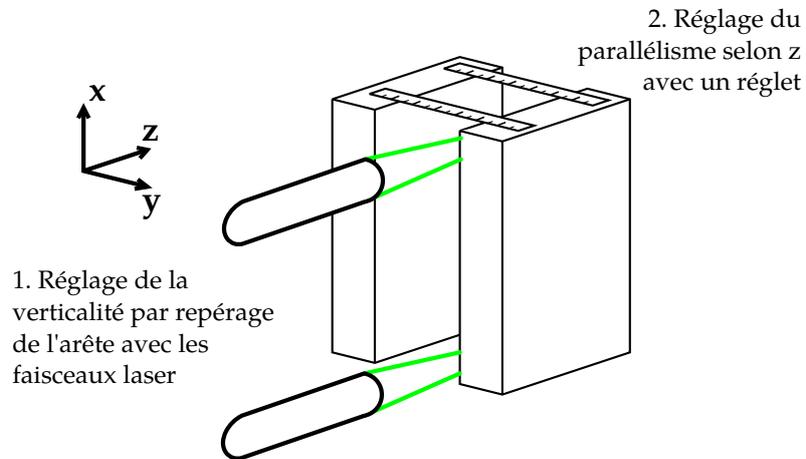


FIGURE 3.2 – Schéma des deux étapes de réglage des parois : 1. réglage de la verticalité ; 2. réglage du parallélisme.

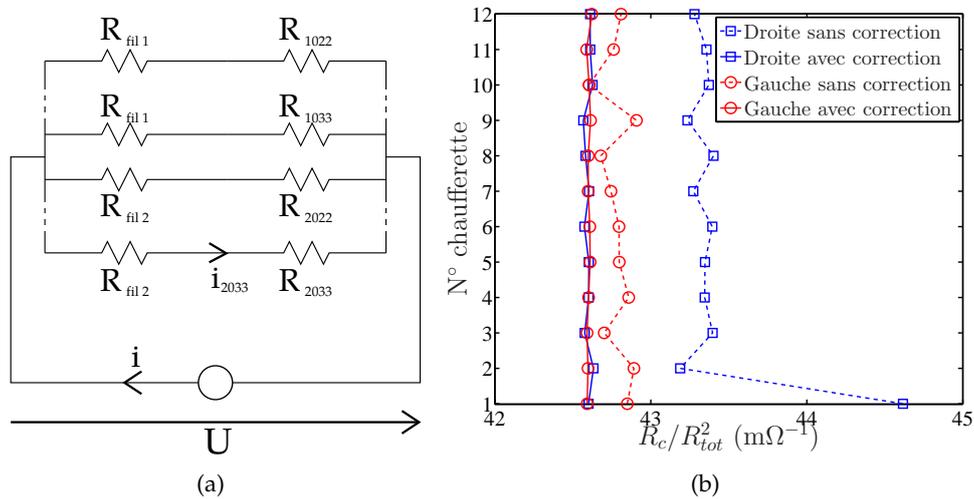


FIGURE 3.3 – (a) Schéma électrique des chaufferettes montées en parallèle sur l'alimentation ; chaque branche est constituée de deux résistances en série, celle de la chaufferette ($\sim 20 \Omega$) et celle du fil ($\sim 100 m\Omega$). (b) Valeur du terme $\frac{R_c}{R_{tot}^2}$ pour chaque chaufferette avant (pointillés) et après (traits pleins) correction avec une résistance de compensation.

Chauff.	R_{c+fil} (Ω)	R_c (Ω)	R_{sup} (Ω)	Chauff.	R_{tot} (Ω)	R_c (Ω)	R_{sup} (Ω)
1022	22,328	22,243	0,522	2022	23,227	23,117	0,07
1023	23,069	22,984	0,15	2023	23,204	23,094	0,08
1024	22,958	22,873	0,22	2024	23,308	23,198	0,03
1025	22,985	22,900	0,2	2025	23,222	23,112	0,07
1026	22,984	22,899	0,2	2026	23,255	23,145	0,051
1027	22,959	22,874	0,22	2027	23,256	23,146	0,051
1028	23,024	22,939	0,18	2028	23,284	23,174	0,04
1029	22,955	22,870	0,22	2029	23,320	23,210	0,022
1030	23,044	22,959	0,18	2030	23,195	23,085	0,08
1031	22,971	22,886	0,2	2031	23,361	23,251	\
1032	22,979	22,894	0,2	2032	23,275	23,165	0,047
1033	23,020	22,935	0,18	2033	23,249	23,139	0,051

TABLE 3.2 – Valeurs des résistances électriques des chaufferettes avec ($R_{chauff.+fil}$) et sans les fils ($R_{chauff.}$), ainsi que des résistances de compensation ($R_{sup.}$).

La figure 3.3(a) représente le schéma électrique du système, où U et i représentent la tension et l'intensité délivrées par l'alimentation. Ici, la résistance des fils doit être prise en compte car ceux-ci sont assez longs sur le banc d'essais : ceux de la paroi gauche mesurent environ 19,4 m (± 10 cm), tandis que ceux de la droite environ 15 m (plus courts car recoupés après l'incident lors de l'étalonnage). La résistance estimée pour les fils de la paroi gauche est donc de 109,9 m Ω ($\pm 0,6$ m Ω) et celle des fils de la paroi droite de 85,0 m Ω ($\pm 0,6$ m Ω).

Par exemple, pour la chaufferette n° 2033, en notant R_{c2033} sa résistance électrique et R_{fil2} celle de son fil associé, i_{2033} le courant la traversant et U la tension aux bornes de ses fils, la puissance \dot{P}_{2033} dissipée par cette chaufferette peut être calculée comme :

$$\dot{P}_{2033} = R_{c2033} \cdot i_{2033}^2 = \left(\frac{U}{R_{c2033} + R_{fil2}} \right)^2 R_{c2033}. \quad (3.1)$$

Pour corriger les écarts de résistances électriques entre chaque chaufferette, des résistances de compensation (R_{sup}) ont été ajoutées en série, ce qui revient à augmenter la résistance électrique du fil :

$$\dot{P}_{2033} = R_{2033} \cdot i_{2033}^2 = \left(\frac{U}{R_{2033} + R_{fil2} + R_{sup2033}} \right)^2 R_{2033} = U^2 \left(\frac{R_c}{R_{tot}^2} \right)_{2033}. \quad (3.2)$$

Le réajustage a été fait par rapport à la chaufferette possédant la plus grosse résistance (la chaufferette n° 2031) et les valeurs des résistances de compensation ont été choisies en fonction des valeurs classiques du commerce. Le tableau 3.2 recense les résistances électriques de chaque chaufferette avec et sans les fils (calculées en mesurant la résistance aux bornes de l'ensemble puis en retranchant la résistance estimée du fil) ainsi que les résistances de compensation ajoutées.

La figure 3.3(b) présente la valeur du terme $\frac{R_c}{R_{tot}^2}$ (R_c : résistance d'une chaufferette, $R_{tot} = R_c + R_{fil} (+R_{sup})$) qui caractérise la puissance injectée par chaque

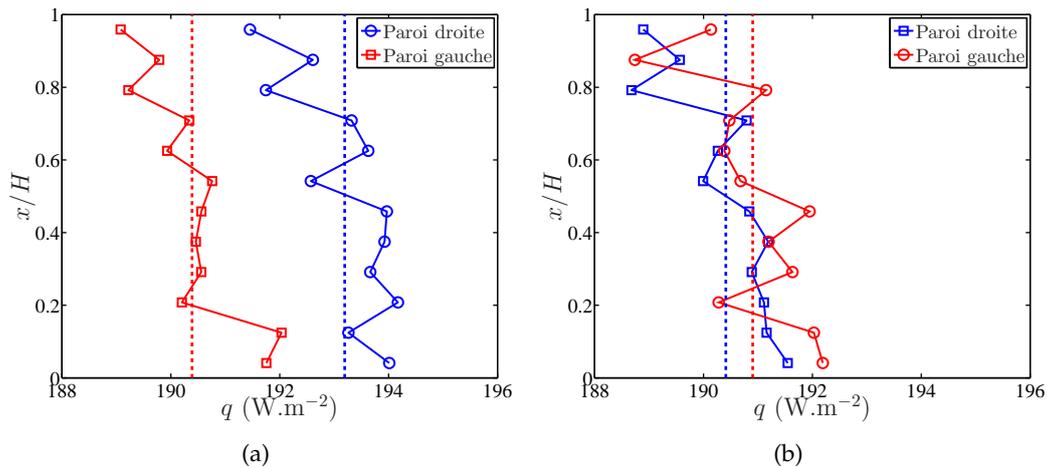


FIGURE 3.4 – Profils des densités de flux de chaleur moyennes injectées par les chaufferettes avant le rééquilibrage des résistances électriques à gauche et après à droite.

chaufferette ($\dot{P}_c = U^2 \frac{R_c}{R_{tot}^2}$) avec et sans le rééquilibrage des résistances. Ces courbes montrent que, sans compter la chaufferette 1022, l'écart moyen de $650 \mu\Omega$ entre les deux parois a été réduit à $3\mu\Omega$ après rééquilibrage ; et que les écarts maximaux de $300 \mu\Omega$ observés sur la paroi droite ont été ramenés à $60\mu\Omega$.

Plus concrètement, les figures 3.4 présentent les densités de flux de chaleur moyennes en paroi obtenues avant et après rééquilibrage pour une densité de flux imposée d'environ 190 W.m^{-2} (puissance injectée d'environ 46 W). Avant, la densité de flux de chaleur moyenne à droite était de $193,2 \text{ W.m}^{-2}$ et de $190,4 \text{ W.m}^{-2}$ à gauche ; après le rééquilibrage, elle est passée à $190,4 \text{ W.m}^{-2}$ à droite et $190,9 \text{ W.m}^{-2}$ à gauche. Les écarts maximaux mesurés sur la même paroi sont de l'ordre de 3 W.m^{-2} avec et sans rééquilibrage. Il n'empêche que l'origine de ces écarts peut être liée aux caractéristiques de l'écoulement. Les profils de la figure 3.4(b) ont été obtenus lors de l'expérience 1 (cf. tab. 3.1). Le chapitre suivant (cf. fig 4.3(a) p. 118), montrera que la température des parois lors de cette expérience est croissante avec l'altitude dans le canal. Cela montre que l'échange convectif en paroi diminue avec la hauteur et explique la diminution de la densité de flux de chaleur injectée aux parois observée sur la figure 3.4(b). En effet, lorsque l'échange en paroi diminue, les pertes dans l'isolant augmentent et donc la densité de flux injectée dans le canal diminue.

La condition de densité de flux de chaleur imposée est quand même bien respectée avec une dissymétrie inférieure à 0,3 % entre les parois et un écart maximal sur chaque paroi inférieur à 2 %.

3.2.4 Rôle de l'isolation

La première campagne qui fut une campagne de test a permis de mettre en évidence la faible efficacité du double-vitrage de la cellule en eau et la nécessité d'isoler cette dernière.

Lors de cette campagne, une faible puissance a été utilisée ; environ 46 W en configuration de chauffage uniforme symétrique. La température de consigne du bain thermostaté était de 22°C , identique à celle du système de régulation thermique de la pièce. Dans cette configuration, l'établissement d'une stratification thermique entre l'entrée du canal et le haut de la cellule en eau a été observée.

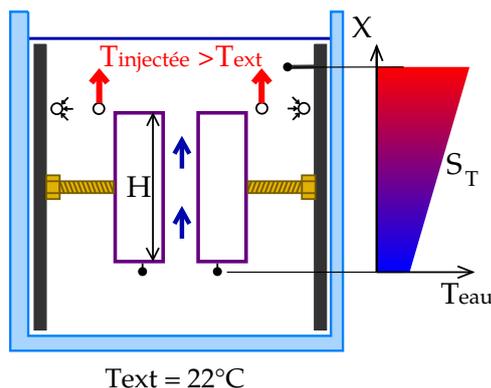


FIGURE 3.5 – Schéma de fonctionnement du banc d'essais avec une stratification imposée entre le haut et le bas de la cellule.

Cette stratification était due à l'accumulation de l'eau chaude en haut de la cellule tandis que l'entrée du canal et le bas de la cellule restaient à 22°C à cause des pertes thermiques avec l'extérieur ; la puissance injectée étant trop faible pour générer un brassage suffisant.

Afin de mieux comprendre l'influence de la stratification sur l'écoulement de convection naturelle dans le canal, des essais ont été réalisés en imposant une stratification dans la cellule en eau. Le principe est illustré sur la figure 3.5 ; le haut de la cellule en eau est maintenu à une température supérieure à celle de la pièce en utilisant le système de régulation (cf. §2.2.4 p. 64), tandis que les pertes thermiques à travers le double-vitrage maintiennent le bas de la cellule aux alentours de la température de la pièce. Quatre stratifications (S_T) différentes ont été imposées : 0, 4/2, 1/4, 6 et 9, 1°C.m⁻¹ ; et comparées au cas sans stratification (exp. 1, voir tab. 3.1) fait par la suite après avoir isolé la cellule en eau. Pour ces 5 expériences, une densité de flux de chaleur uniforme et symétrique de 191 W.m⁻² était imposée dans le canal (environ 46 W). Pour caractériser ces 4 stratifications, un paramètre de stratification Ψ est introduit, il est défini tel que :

$$\Psi = \frac{S_T}{\Delta T_s / H_s} ; \quad (3.3)$$

ΔT_s étant l'écart de température entre la paroi en sortie (mesurée au centre de la 12^{ème} chaufferette) et l'entrée du canal et H_s étant la distance entre le centre de la 12^{ème} chaufferette et le bord de la première chaufferette (l'entrée adiabatique du canal n'est pas prise en compte).

La figure 3.6(a) présente les profils de vitesse mesurés en sortie ($x/H = 0,96$ et $z/l = 0,5$) avec et sans stratification. La figure 3.6(b) montre l'évolution du nombre de Reynolds en fonction du paramètre de stratification Ψ . Les barres d'erreur représentent l'incertitude sur le calcul du nombre de Reynolds liée aux incertitudes sur la mesure de l'écartement du canal (voir §3.2.2) et sur les vitesses moyennes (cf. §3.4.1). Ces deux figures montrent que la stratification imposée à l'extérieur du canal joue le rôle d'un bouchon en réduisant fortement le débit de l'écoulement. De plus, cette réduction du débit est importante, même sous une faible stratification ; le Reynolds est réduit de moitié dès lors qu'une stratification de 0,4°C.m⁻¹ ($\Psi = 0,16$) est imposée.

Les figures 3.7 présentent les profils de température en paroi en fonction de la hauteur ainsi que leur écart à la stratification. Sur la figure 3.7(a) la température de paroi est diminuée de la température d'entrée du canal. Sur la figure 3.7(b), la

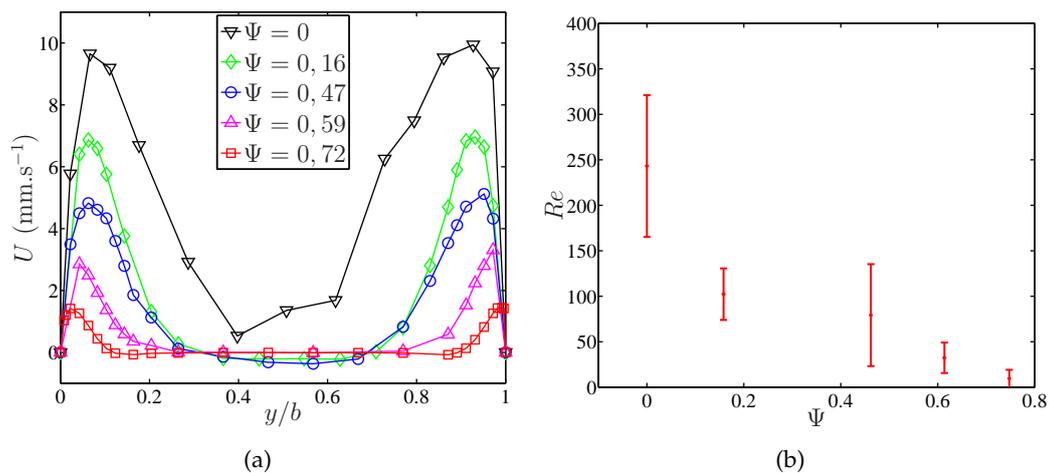


FIGURE 3.6 – (a) Profils de vitesse en sortie ($x/H = 0,96$ et $z/l = 0,5$) mesurés sous différentes stratifications thermiques de la cellule en eau. (b) Évolution du nombre de Reynolds, calculé à partir du débit, en fonction du paramètre de stratification Ψ .

stratification thermique a aussi été retranchée aux profils de température en paroi. Ces deux graphes montrent que la stratification tend à augmenter la température des parois du canal en limitant l'effet cheminée. Les échanges convectifs sont ainsi dégradés, notamment au centre du canal pour les fortes stratifications. Cependant, contrairement aux observations précédentes sur le débit, l'impact sur la thermique de l'écoulement n'est pas significatif pour les faibles stratifications ; il est négligeable pour $\Psi = 0,16$.

Cette étude rapide sur la stratification thermique dans la cellule en eau a mis en évidence son impact sur l'écoulement de convection naturelle dans le canal. La stratification a pour effet de limiter le débit dans le canal et de dégrader l'efficacité des échanges convectifs, ce qui se traduit par une augmentation de la température des parois. Néanmoins, même si le débit diminue fortement avec une faible stratification ($S_T = 0,4^\circ\text{C}\cdot\text{m}^{-1}$), l'échange thermique lui n'est pas impacté : la température des parois n'est pratiquement pas modifiée par rapport au cas sans stratification. La thermique de l'écoulement est modifiée ici à partir d'une stratification de $2,1^\circ\text{C}\cdot\text{m}^{-1}$ ($\Psi = 0,47$).

Suite à ces résultats, la cellule en eau a été isolée (cf. §2.2.2 p. 58) pour éviter la mise en place de la stratification et pour limiter l'influence de la température de la salle sur le fonctionnement du banc d'essais.

3.2.5 Évaluation des pertes

La cellule en eau est isolée à l'aide de 5 cm de Styrodur® (cf. §2.2.2 p. 58) afin d'éviter les déperditions de chaleur vers l'extérieur. Cette isolation permet de stabiliser la température à l'intérieur plus facilement et de ne pas être influencé par les variations de température dans la pièce. En revanche, le haut de la cuve est partiellement ouvert (pour laisser passer la tige du micro-thermocouple) et il y a des déperditions par évaporation qui dépendent de la température de l'eau ; ces pertes peuvent être vues comme un refroidissement supplémentaire de l'extérieur du canal. Dans les expériences, seules les pertes au niveau des parois latérales du canal comptent (vitre avant et arrière). Comme la vitre avant du canal n'est pas isolée pour permettre l'accès à la mesure par LDV les pertes par cette surface ont été

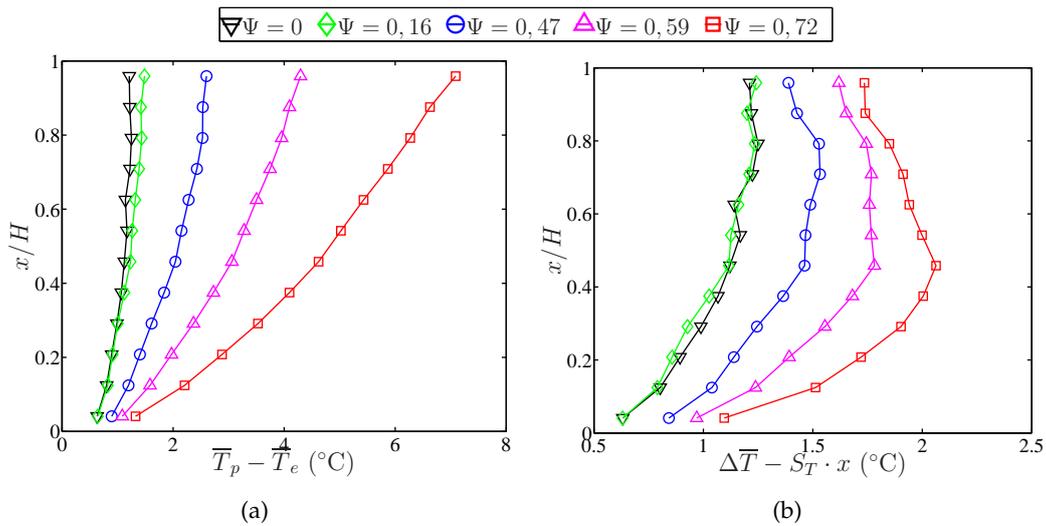


FIGURE 3.7 – (a) Profils de température en paroi (T_p), diminués de la température d'entrée (T_e), mesurés sous différentes stratifications thermiques de la cellule en eau. (b) Mêmes profils ($\Delta T = T_p - T_e$) auxquels a été soustraite la stratification thermique ($S_T \cdot x$).

estimées.

Ainsi, des profils de température ont été mesurés selon z en quatre positions (selon x et y) pour une configuration de chauffage uniforme sur les deux parois et une puissance injectée de 276 W (exp. 6, cf. tab. 3.1). Quatre profils ont été obtenus :

- un profil le long de la paroi gauche ($y = 0$) au niveau de la 12^{ème} chaufferette et dans ce cas, le micro-thermocouple touche la paroi ;
- un profil en proche paroi ($y/b = 0,1$; dans la couche limite thermique) au niveau de la 12^{ème} chaufferette du centre jusqu'à la vitre ;
- un profil sur toute la profondeur du canal au centre ($y/b = 0,5$) au niveau de la 12^{ème} chaufferette ;
- et un profil en proche paroi ($y/b = 0,1$) au niveau de la 6^{ème} chaufferette.

Ces quatre profils sont tracés sur la figure 3.8. Les profils dans les couches limites thermiques ($y/b = 0,1$) ont été faits sans la cellule trapézoïdale et jusqu'à la paroi latérale (thermocouple en contact avec la vitre avant de la cellule en eau). Les deux autres, ont été faits avec cette dernière, la position du thermocouple n'est donc pas connue exactement (cf. §3.3.3) et a été estimée de sorte que les gradients thermiques ($\frac{T_{mesure} - T_{vitre}}{y_{mesure} - y_{vitre}}$) calculés à partir de la mesure la plus proche de la vitre avant et de la température de cette dernière correspondent. Ces profils ne peuvent donc pas être utilisés pour l'évaluation des pertes mais ils montrent que la température est constante sur la profondeur du canal.

Les pertes sur la paroi latérale avant sont estimées à 35,5 W.m⁻² au niveau de la 12^{ème} chaufferette et à 29,3 W.m⁻² au niveau de la 6^{ème}. L'incertitude sur la position exacte de la paroi est de ± 1 mm et le gradient thermique est calculé sur 8 mm ; l'incertitude sur les pertes est donc de 13 %. Sachant que le rapport des surfaces entre les parois latérales et la surface chauffée (surface des chaufferettes) est de 30 % ; en surestimant les pertes à 36 W.m⁻² sur les deux parois (moyenne des pertes au niveau des chaufferettes 6 et 12 majorée par l'incertitude de 13 %), elles représentent moins de 1 % de la puissance injectée dans le canal. Ce calcul a été fait dans le cas de l'utilisation de la cellule trapézoïdale.

Dans le cas où le laser est perpendiculaire à la vitre avant de la cuve (pour me-

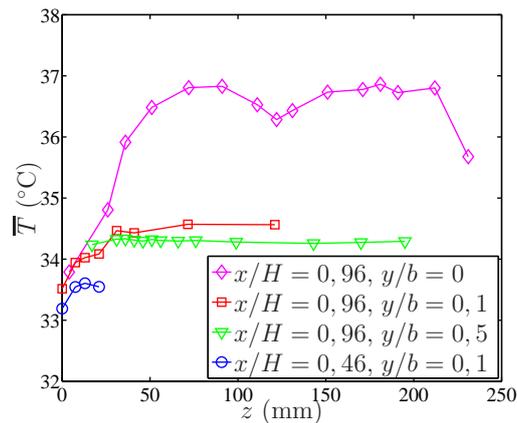


FIGURE 3.8 – Profils de température selon z mesurés lors de l'expérience 6 à l'aide du micro-thermocouple.

sur toute la largeur du canal), la cuve est isolée aussi à l'avant et une fenêtre de 5 cm de côté est ouverte pour laisser passer les faisceaux. Les déperditions au niveau de cette fenêtre sont négligées devant celles sur toute la hauteur du canal lorsque la cellule trapézoïdale est installée. Les pertes par les parois latérales du canal peuvent donc être négligées.

3.3 Calcul des profils de vitesse et de température moyennes

Tel que discuté au chapitre précédent, la vitesse et la température dans le canal sont mesurées à l'aide d'un système de LDV couplé à un micro-thermocouple. Ces deux dispositifs sont montés sur un système de déplacement à deux composantes (x et y) indépendant du banc d'essais. Ce système de déplacement permet une précision sur la position du volume de mesure de $\pm 10 \mu\text{m}$ et sert de référence pour le réglage de la géométrie du canal. Les parois sont donc réglées et leur position est repérée, à l'aide des faisceaux lasers du système LDV.

Cependant, lors des expériences 6 à 8, la sonde laser a été tournée d'un angle de 4° par rapport à la vitre avant de la cellule en eau pour permettre la mesure de la vitesse horizontale en proche paroi (cf. §2.3.3.4 p. 75). Du fait de cette inclinaison, la position des parois ne peut plus être repérée de la même façon que lorsque la sonde était parallèle à ces dernières. Cet effet est illustré sur le schéma 3.9. Lorsque la sonde est parallèle aux parois, la position de ces dernières (Y_p) peut être repérée facilement dans le plan vertical; mais lorsque la sonde est inclinée, la position de la paroi gauche dans le repère du système de déplacement est modifiée (Y_{p2}) sans pouvoir être calculée (pas de mesure exacte des angles et des distances à cause de la réfraction).

Une méthode, basée sur la mesure des densités de flux de chaleur en paroi ainsi que des profils de température dans le canal, a donc été développée pour estimer avec précision la position de la paroi. Cette méthode a été validée à l'aide des mesures de température faites lors des expériences 1, 3, 4 et 5 où la sonde était parallèle aux parois.

3.3.1 Validation de la mesure de température en proche paroi

Durant les expériences 1, 3, 4 et 5, les mesures de température et de vitesse dans le canal ont été faites avec la sonde parallèle aux parois du canal. La vitesse et la

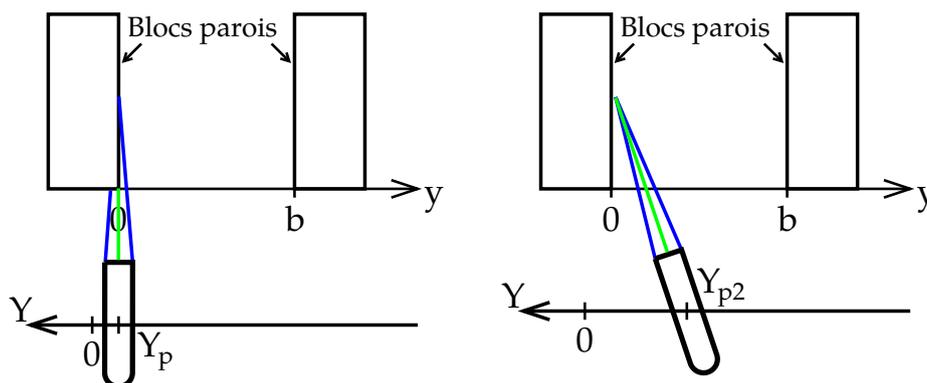


FIGURE 3.9 – Schéma montrant la correspondance entre les axes horizontaux du système de déplacement (Y) et du canal (y). Ces deux axes ne sont pas orientés dans le même sens et l'inclinaison de la sonde laser induit un décalage, comme le montre la position de la paroi pour le système de déplacement (Y_p).

température ont été mesurées sur toute la largeur du canal en entrée ($x/H = 0,04$) et en sortie ($x/H = 0,96$). La figure 3.10(a) présente les profils de vitesse en sortie pour ces 4 expériences et la figure 3.10(b) les demi-profils de température correspondants. Seules les parties gauches sont présentées car la perche est légèrement inclinée vers la paroi gauche et ne permet pas de s'approcher de la paroi droite. Un profil de température plus détaillé a aussi été réalisé durant l'expérience 4 (nommé exp. 4 bis) afin de vérifier la répétabilité des mesures et de mieux approcher le gradient en paroi. Sur ces expériences, la position de la paroi est déterminée précisément ; le gradient de température en paroi peut donc être calculé de deux façons : à l'aide de la mesure de la densité de flux de chaleur en paroi (grâce aux fluxmètres) et avec les mesures de température dans le canal. La relation entre les deux est :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = -\frac{q_p}{\lambda} ; \quad (3.4)$$

où q_p est la densité de flux de chaleur en paroi et λ la conductivité thermique du fluide. La figure 3.11 présente les profils de température, de la figure 3.10(b), adimensionnés de la sorte :

$$T^* = \frac{T - T(y/b = 0,5)}{T(y/b = 0) - T(y/b = 0,5)} ; \quad (3.5a)$$

$$y^* = \frac{q_p y}{\lambda (T(y/b = 0) - T(y/b = 0,5))} . \quad (3.5b)$$

Ainsi, le gradient de température en paroi exprimé par l'équation 3.4 devient :

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} = -1. \quad (3.6)$$

Le gradient thermique en paroi est représenté par la droite noire de pente -1 et les trois premiers points de chaque profil ont été interpolés par une parabole passant par le point en paroi. Pour l'expérience 4 bis, une interpolation a aussi été faite sur les points à $y^* = 1,4$ et $y^* = 1,8$ (courbes en pointillés). Cette figure montre que le gradient thermique à la paroi peut être correctement approché par une parabole à condition que les mesures de température ne soient pas trop espacées (comme

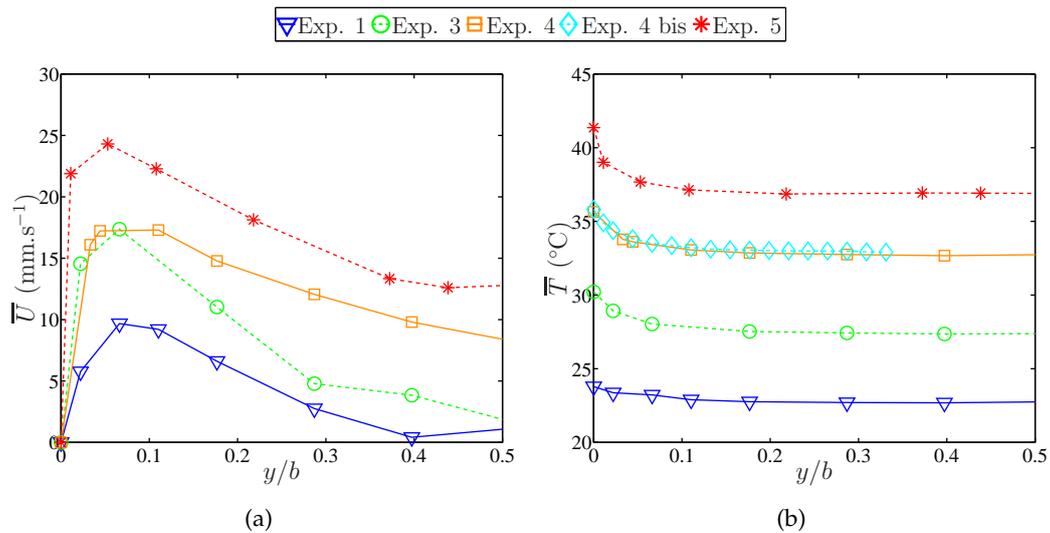


FIGURE 3.10 – (a) Profils de vitesse moyenne verticale en sortie ($x/H = 0,96$) mesurés pendant les expériences 1, 3, 4 et 5 (cf. tableau 3.1). (b) Profils de température moyenne en sortie ($x/H = 0,96$) mesurés pendant les expériences 1, 3, 4 et 5. Un second profil (Exp. 4 bis), plus détaillé, a été fait durant l'expérience 4.

pour l'exp. 5) et que le premier point de mesure dans le canal ne soit ni trop près (exp. 1) de la paroi ni trop loin (exp. 4 bis en pointillés) : $0,5 \leq y^* \leq 1,3$.

Ces observations illustrent la précision des mesures de température avec le micro-thermocouple qui sont cohérentes avec la mesure de la densité de flux de chaleur en paroi. Ainsi, par la suite, dans le cas de mesures faites avec la sonde inclinée (expériences 6 à 8), la position par rapport à la paroi sera déterminée en utilisant ce type d'interpolation.

3.3.2 Prise en compte de l'évolution de la température d'entrée

Avant d'estimer la position de la paroi à l'aide du gradient thermique, il faut corriger les profils de température par rapport à la température en entrée du canal. En effet, les campagnes de mesure pour les expériences 6 à 8 se sont déroulées sur plusieurs semaines et la température en entrée du canal a évolué au cours des acquisitions. Cela n'avait pas été le cas lors des expériences 1 à 5 qui ont été beaucoup plus courtes (quelques jours).

La figure 3.12 présente l'évolution de la température en entrée du canal durant l'expérience 7. Le profil est segmenté avec différentes couleurs qui représentent chacune la durée d'acquisition d'un profil de température et de vitesse, profils réalisés à 9 altitudes (x/H) différentes. Cette courbe montre que la température en entrée a fortement évolué durant l'acquisition de certains profils (e.g. les deux premiers) tandis qu'elle était stable durant d'autres.

La figure 3.13(a) présente les profils de température mesurés dans le canal durant l'expérience 7. La température est tracée en fonction des coordonnées du système de déplacement (Y) qui est orienté de la droite vers la gauche ; i.e. la paroi gauche se situe aux alentours de $Y \sim -15$ mm et le centre du canal autour de $Y \sim -45$ mm (cf. fig. 3.9). Ces profils montrent deux types de comportements anormaux : l'évolution de la température en fonction de la hauteur dans le canal est fautive et certains profils présentent une évolution en fonction de la largeur qui n'avait jamais été observée.

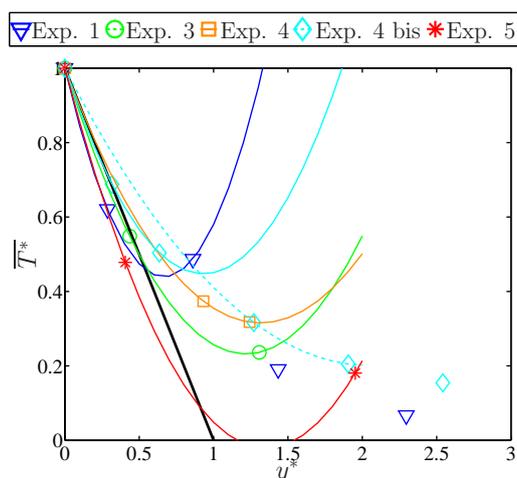


FIGURE 3.11 – Les symboles représentent les profils mesurés de température adimensionnée (T^*) en fonction de la distance à la paroi adimensionnée (y^*), en sortie ($x/H = 0,96$) pour les expériences 1, 3, 4 et 5 (cf. fig. 3.10(b)). La droite noire, de pente -1, représente le gradient de température en paroi adimensionnée. Les courbes en traits pleins sont une interpolation parabolique sur les trois points les plus proches de la paroi. La droite en pointillés représente une autre interpolation de l'expérience 4 bis en utilisant deux points plus éloignés.

Tout d'abord, le canal étant chauffé à densité de flux de chaleur imposée, la température ne peut pas être, en tout point d'un profil, inférieure à celle du profil en dessous comme avec les profils à $x/H = 0,71$ et $x/H = 0,79$ sur la figure 3.13(a). Par ailleurs, l'écart entre les profils n'est pas cohérent ; e.g. la température augmente d'environ $1,5^\circ\text{C}$ au centre du canal entre les deux premiers profils alors que cette augmentation est deux fois moins importante entre les profils 2 ($x/H = 0,29$) et 3 ($x/H = 0,37$) ; or la chaleur injectée entre deux profils consécutifs est constante. Enfin, certains profils montrent une évolution anormale de la température au centre du canal. Sur celui à $x/H = 0,12$ par exemple, cette dernière augmente en s'approchant de la paroi, alors qu'elle est constante sur les profils fait à $x/H = 0,88$ et $x/H = 0,63$ et sur ceux mesurés pendant les expériences 1, 3, 4 et 5 (voir fig. 3.10(b)).

Ces évolutions anormales sont attribuées à la variation de la température d'entrée observée sur la figure 3.12. Pour les corriger, cette dernière a été retranchée à la température mesurée dans le canal. Ces nouveaux profils sont tracés sur la figure 3.13(b). Ils sont similaires à ceux mesurés durant les expériences 1, 3, 4 et 5 ; la température est quasi constante au centre et augmente brutalement près de la paroi. Par ailleurs, les profils sont maintenant dans un ordre cohérent. Seuls les deux derniers profils sont encore légèrement aberrants, avec une température plus chaude d'environ $0,1^\circ\text{C}$ pour l'avant dernier ; mais cette erreur a été fortement atténuée car l'écart avant correction était d'environ $0,7^\circ\text{C}$. Cet écart est peut être dû à une influence de la sortie sur la température en haut du canal. De plus, les profils à $x/H = 0,46$ et $x/H = 0,46$ bis, qui ont été mesurés à deux semaines d'intervalle, ne sont pas parfaitement identiques. La différence entre les deux est peut être due à un léger changement de comportement de l'écoulement qui serait influencé par la température d'entrée.

Finalement, les profils de température corrigée par rapport à la température en entrée du canal (fig. 3.13(b)) sont caractéristiques de l'évolution de la température

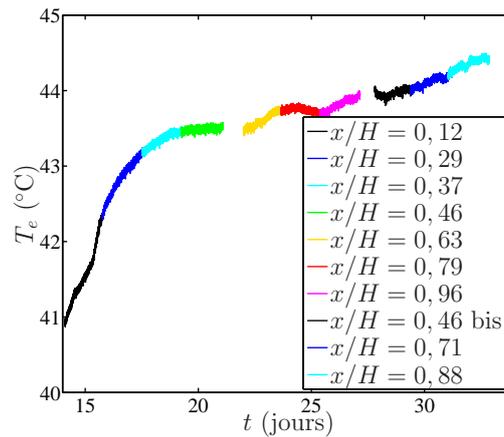


FIGURE 3.12 – Évolution de la température en entrée du canal (moyenne sur les deux thermocouples situés en entrée) en fonction du temps lors de l'expérience 7 (cf. tableau 3.1). Chaque zone colorée correspond à la durée d'acquisition d'un profil (à l'altitude x/H) de vitesse et de température dans le canal.

dans le canal et peuvent être utilisés pour déterminer la position de la paroi à partir du gradient thermique.

3.3.3 Localisation de la paroi

Le principe de localisation de la paroi est basé sur l'égalisation entre le gradient thermique imposé par la densité de flux de chaleur en paroi et celui calculé à partir des profils de température obtenus avec le micro-thermocouple. La méthode est illustrée sur la figure 3.14(a). Le profil de température en paroi est modélisé par une parabole pour les trois premiers points (température en paroi et les deux mesures les plus proches, cf. fig. 3.11), la position de la paroi Y_{pg} est donnée par l'équation :

$$Y = C_1 T^2 + C_2 T + C_3. \quad (3.7)$$

Le gradient thermique en paroi, mesuré par les fluxmètres, s'écrit donc :

$$-\frac{\lambda}{q_{pg}} = 2C_1 T_{pg} + C_2 ; \quad (3.8)$$

où q_{pg} est la densité de flux de chaleur injectée à la paroi gauche issue des mesures par les fluxmètres. La température et la densité de flux à la paroi gauche (T_{pg} et q_{pg}) ainsi que les positions et les températures des deux premiers points (Y_1, Y_2, T_1 et T_2) étant connues, c'est donc un système à 4 équations (équation de la parabole en trois points et gradient thermique) et à 4 inconnus : C_1, C_2, C_3 et la position de la paroi gauche Y_{pg} .

Lors de cette procédure, les points de mesure situés trop près de la paroi sont supprimés pour que l'interpolation basée sur le gradient thermique en paroi soit faite dans les conditions de validité présentées dans la section 3.3.1.

Ainsi, la position de la paroi gauche dans le plan de mesure ($z/l = 0,5$) estimée lors de l'expérience 6 est tracée sur la figure 3.14(b). Cette courbe montre que la paroi est en moyenne légèrement inclinée avec un écart d'environ 2,3 mm entre le haut et le bas du canal. L'écart entre les deux premiers points (profils à $x/H = 0,12$ et $x/H = 0,21$), de l'ordre de 0,5 mm, donne un ordre de grandeur de la précision de cette méthode. L'incertitude sur la position de la paroi sera considérée de ± 1 mm.

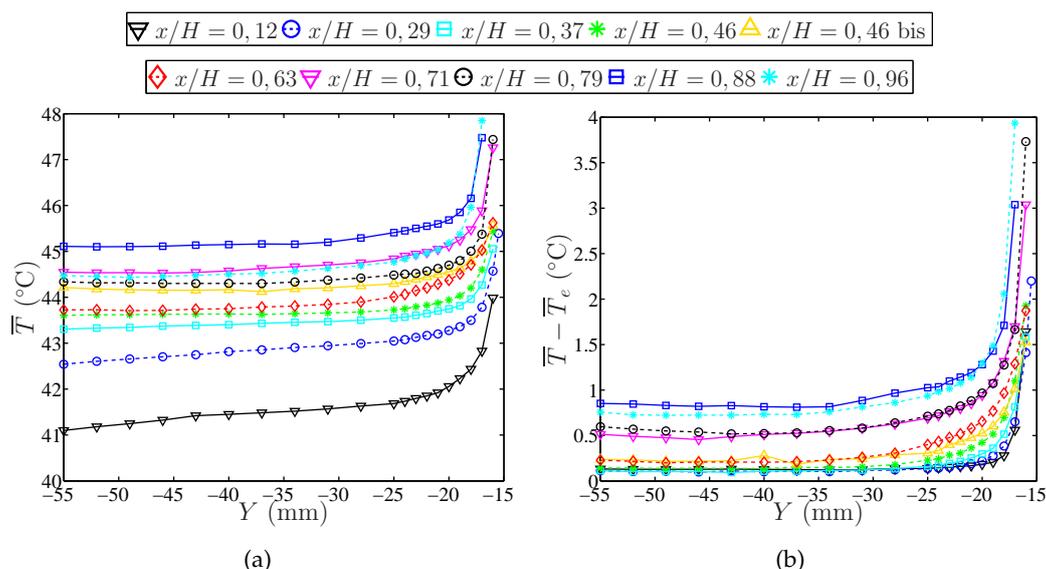


FIGURE 3.13 – (a) Profils de température mesurés dans le canal à différentes hauteurs (x/H) lors de l'expérience 7 (cf. tableau 3.1). (b) Évolution de la température dans le canal diminuée de la température en entrée à différentes hauteurs (x/H) lors de l'expérience 7. Les profils sont tracés en fonction de la coordonnée horizontale du système de déplacement (Y); la paroi gauche se situe aux environs de -15 mm.

L'allure en proche paroi des profils de vitesse obtenus, présentés sur la figure 3.15(b), confirme la méthode. En effet, les gradients de vitesse à la paroi ne semblent pas incohérents par rapport à ceux des profils bruts (fig. 3.15(a)). La méthode de localisation de la paroi basée sur l'égalisation des gradients thermiques est donc estimée valide et l'incertitude sur cette position sera considérée de ± 1 mm. Une fois la paroi localisée et les profils de vitesse et de température convertis en fonction des coordonnées du canal, il faut estimer la largeur de ce dernier.

3.3.4 Détermination de la largeur du canal

Pour les expériences 1 à 5, l'écartement du canal est mesuré à l'aide du système LDV positionné perpendiculairement à la vitre avant de la cellule en eau. Or, durant les expériences 6 à 8 la mesure de l'écartement n'a pas été faite de cette façon car la cellule en eau trapézoïdale était en place et n'a pas été enlevée pour des raisons de stabilité de l'écoulement. De plus, cet écartement a été modifié d'une expérience à l'autre à cause des ajustements faits entre les expériences, comme le nettoyage des parois par exemple. L'écartement du canal (comme la position de la paroi) est donc inconnu pour ces trois expériences et a dû être estimé à partir des mesures.

La figure 3.16(a) présente les demi-profiles de vitesse moyenne verticale mesurés lors des expériences 1 à 5. Pour montrer la symétrie des profils de vitesse, les demi-profiles droits (en pointillés, $y/b = 0, 5 - 1$) ont été symétrisés par rapport au centre du canal et superposés aux demi-profiles gauches (en traits pleins, $y/b = 0 - 0, 5$, cf. fig. 3.10(a)). Mise à part l'expérience 4 qui semble présenter une légère dissymétrie, ces demi-profiles se superposent correctement et cette propriété de symétrie sera utilisée par la suite pour déterminer la largeur du canal.

La méthode d'estimation de la largeur du canal est illustrée sur la figure 3.16(b). L'écoulement étant supposé symétrique, le profil de vitesse dans le canal est recom-

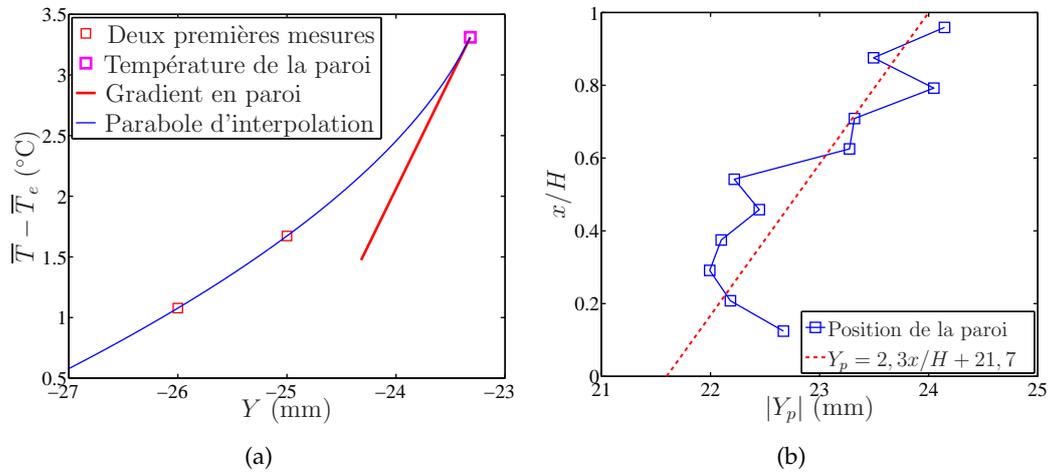


FIGURE 3.14 – (a) Évaluation de la position de la paroi par interpolation des mesures de température proches de celle-ci. Cet exemple est basé sur le profil de température à $x/H = 0,71$ pendant l'expérience 6. (b) Estimation de la position de la paroi dans le plan de mesure ($z/l = 0,5$) à partir des gradients thermiques mesurés pendant l'expérience 6. La droite en pointillés rouges est la régression linéaire de ce profil. La position de la paroi est donnée en fonction de la coordonnée (Y) du système de déplacement.

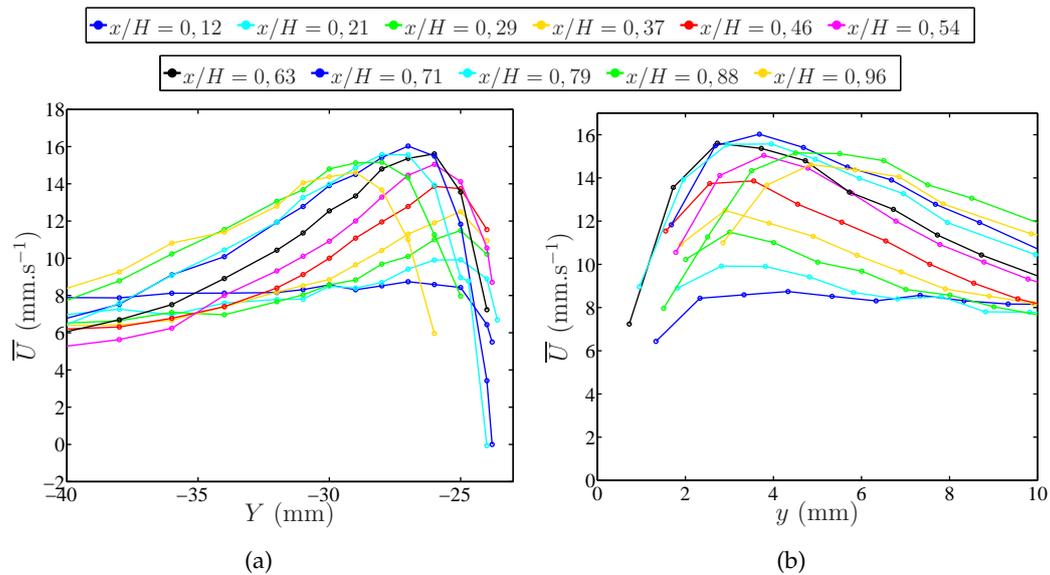


FIGURE 3.15 – Allure, en proche paroi, des profils de vitesse verticale moyenne mesurés à différentes hauteurs (x/H) pendant l'expérience 6 : (a) profils bruts ; (b) profils calés par rapport à la paroi.

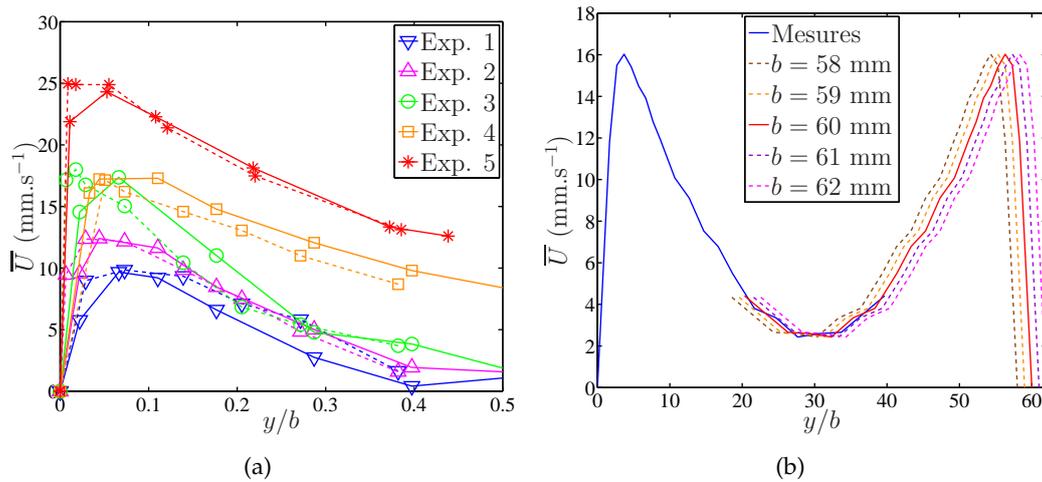


FIGURE 3.16 – (a) Profils de vitesse moyenne verticale mesurés lors des expériences 1 à 5. Les traits pleins représentent les parties gauches ($y/b = 0 - 0,5$) des profils (cf. fig. 3.11) et les pointillés montrent les parties droites ($y/b = 0,5 - 1$) qui ont été repliées par rapport au centre du canal. (b) Procédure d'estimation de la largeur du canal par symétrisation du profil mesuré sur la moitié gauche du canal. L'exemple est basé sur les mesures faites à $x/H = 0,71$ pendant l'expérience 6.

posé à partir du demi-profil gauche et d'un demi-profil droit construit par symétrie. Les deux demi-profiles sont ensuite décalés jusqu'à ce que les parties centrales se superposent, sur la figure 3.16(b) la meilleure superposition est obtenue pour un écartement de 60 mm. Cette méthode ne peut être appliquée à tous les profils car certains sont plus plats au centre et la vitesse n'augmente pas sur la partie droite. L'écartement du canal est donc estimé sur les profils exploitables (généralement ceux mesurés en partie haute) et un écartement moyen est utilisé pour les autres.

Avec cette méthode, l'incertitude sur la largeur du canal (b) est de l'ordre de ± 1 mm.

3.4 Conservation du débit

Cette section traite de la conservation du débit. Le débit massique se conserve dans le canal et comme les essais sont faits dans les conditions de validité de l'approximation de Boussinesq (cf. annexe A), le débit volumique se conserve également (variation de masse volumique négligeable dans le canal, de l'ordre de 0,2%). Après avoir déterminé l'incertitude sur le calcul des vitesses moyennes, la conservation du débit sera traitée avec la vérification de l'hypothèse d'un écoulement 2D dans le canal.

3.4.1 Incertitudes sur les vitesses moyennes

Les figures 3.17(a), 3.17(b) et 3.17(c) présentent respectivement des moyennes glissantes faites sur des mesures longues de vitesse verticale en entrée de canal lors des expériences 1, 6 et 7. Ces trois figures illustrent l'importance des fluctuations de vitesse en entrée qui rendent difficile l'obtention d'une vitesse moyenne stable au cours du temps. De plus, la figure 3.17(b) montre que la moyenne sur 4 heures évolue et décroît avec le temps mais aucune explication n'a été trouvée.

3. Caractérisation du banc d'essais et traitement des données

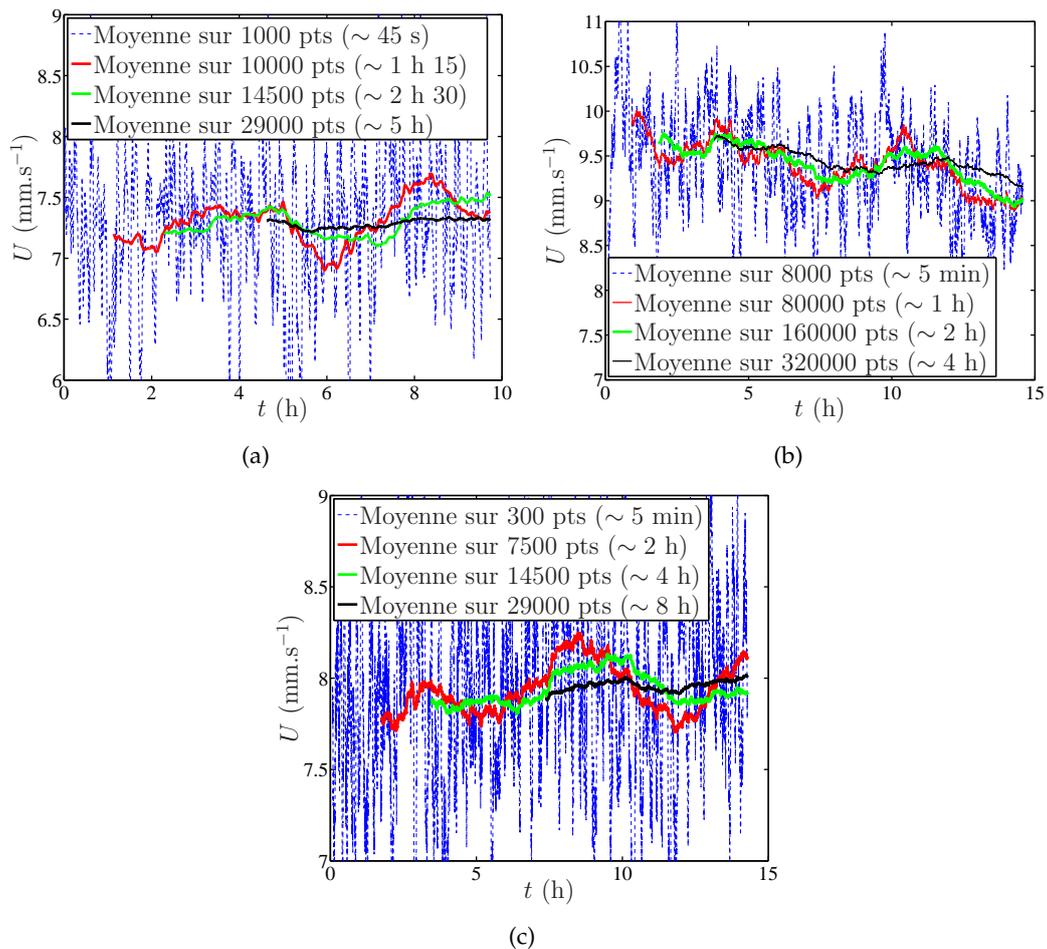


FIGURE 3.17 – Moyennes glissantes faites sur une mesure de vitesse verticale en entrée de canal : (a) exp. 1, $x/H = 0,04$, $y/b = 0,59$, $z/l = 0,5$; (b) exp. 6, $x/H = 0,12$, $y/b = 0,43$, $z/l = 0,5$; (c) exp. 7, $x/H = 0,12$, $y/b = 0,37$, $z/l = 0,5$.

Le tableau 3.3 regroupe différentes grandeurs permettant de caractériser les vitesses horizontale et verticale en entrée pour les expériences 6 et 7. L'intensité turbulente calculée en entrée (carré des fluctuations de vitesse verticale divisé par la vitesse moyenne au carré) à partir de ces données est de 20 % pour l'expérience 6 et de 30 % pour l'expérience 7. Ceci explique l'importance des fluctuations de vitesse et la nécessité de calculer les vitesses moyennes sur des temps longs.

Un compromis entre le temps de mesure et la précision des moyennes a donc dû être trouvé pour l'acquisition des profils de vitesse pour les différentes campagnes. Pour la campagne de mai 2011, les moyennes ont été faites sur 25 à 30 minutes, alors qu'elles ont été faites sur 1 heure, 2 heures et 1 h 30 pour les campagnes d'octobre 2011, de janvier et de février 2012. Ainsi les incertitudes sur les vitesses moyennes sur l'ensemble des expériences sont comprises entre 0,2 et 0,4 $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ (cf. « Incertitude sur la moyenne » dans le tableau 3.3); elles sont estimées par rapport aux variations entre les moyennes glissantes faites sur une durée classique de mesure (1-2 h) et celles faites sur des temps plus longs (4-8 h, cf. fig. 3.17).

	Exp. 6		Exp. 7	
	U	V	U	V
x/H	0,12	0,12	0,12	0,12
y/b	0,43	0,43	0,37	0,37
Moyenne (mm.s ⁻¹)	9,4	-0,25	7,9	-0,49
Écart max mesuré (mm.s ⁻¹)	15	12	15	12
Écart-type (mm.s ⁻¹)	2,6	1,7	3,4	2,1
Fluctuations de vitesse verticale $\frac{1}{2}\overline{u'^2}$ (mm ² .s ⁻²)	3,34	1,39	5,60	2,28
Incertitude sur la moyenne (\pm mm.s ⁻¹)	0,4	0,25	0,3	0,2

TABLE 3.3 – Caractérisation des vitesse verticale (U) et horizontale (V) en entrée lors des expériences 6 et 7 (voir tab. 3.1). L'incertitude sur la vitesse moyenne dépend du choix de la durée de mesure : 1 h lors de l'expérience 6 et 2 h lors de la 7.

3.4.2 Caractère 3D de l'écoulement

La figure 3.18(a) présente les profils de vitesse moyenne verticale mesurés en entrée ($x/H = 0,12$) et en sortie ($x/H = 0,96$) lors de l'expérience 6 (avant la mise en place de la cellule trapézoïdale pour les mesures en proche paroi). En considérant l'écoulement parfaitement 2D, le débit volumique $Q(x)$ se définit comme :

$$Q = \int_0^l \int_0^b U(x, y, z).dy.dz = l \int_0^b U(x, y).dy. \quad (3.9)$$

Les débits obtenus à partir de cette définition et des profils de la figure 3.18(a), sont de $1,10.10^{-4}\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ en entrée et de $1,34.10^{-4}\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ en sortie ; soit une augmentation du débit de 20 % entre l'entrée et la sortie du canal. Cette différence est due à l'hypothèse d'un écoulement parfaitement 2D. En effet, la vitesse est nulle au niveau des parois latérales du canal (adhérence au niveau des parois vitrées de la cellule en eau) et une couche limite dynamique se développe le long de ces parois. Ce phénomène est illustré par la figure 3.18(b) sur laquelle sont tracés des profils selon z de vitesse moyenne verticale, adimensionnée par la vitesse au centre ($z/l = 0,5$), en entrée et en sortie. Ces courbes montrent que l'écoulement peut être considéré 2D au centre du canal ; les profils sont plats entre $z/l = 0,35$ et $z/l = 0,5$ en entrée comme en sortie. Par contre, si le profil en entrée reste plat jusqu'à $z/l = 0,2$ avant de chuter pour atteindre 0 à la paroi latérale, la décroissance des deux profils en sortie commence dès $z/l = 0,35$. Cette différence est due à l'épaississement de la couche limite dynamique avec la hauteur le long des parois latérales.

Afin de prendre en compte l'évolution de la vitesse moyenne selon z , son évolution en fonction de z sera supposée indépendante de celle en fonction de y . La vitesse moyenne verticale est supposée égale à :

$$U(x, y, z) = f_p(x, z) \times U(x, y, z = 0,5l) ; \quad (3.10)$$

où $f_p(x, z)$ correspond aux profils de la figure 3.18(b) en supposant que ceux-ci sont indépendants de y ; hypothèse faisable au vue du peu de différence entre les deux profils en sortie. Ainsi, le débit volumique devient :

$$Q = \int_0^l \int_0^b U(x, y, z).dy.dz = \int_0^l f_p(x, z).dz \int_0^b U(x, y, z = 0,5l).dy. \quad (3.11)$$

Expériences		1	2	3	4	5
Q_e ($10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	Sans correction	1.79	2.89	2.73	4.47	6.25
Q_s ($10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)		2.19	2.80	3.56	5.39	7.89
$\frac{\Delta Q}{Q_s}$ (%)		+18	-3	+23	+17	+21
Q_e ($10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	Avec correction	1.56	2.52	2.37	3.89	5.44
Q_s ($10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)		1.56	1.99	2.53	3.83	5.61
$\frac{\Delta Q}{Q_s}$ (%)		<1	-27	+6	-1	+3

TABLE 3.4 – Débits volumiques calculés en entrée et en sortie sur les expériences 1 à 5 avec et sans correction par la fonction *Porte*.

La mesure de la fonction f_p n'étant pas possible pour tous les profils pour des questions de temps, cette dernière sera supposée linéaire en x et calculée à partir des profils de la figure 3.18(b). Une fonction correctrice *Porte* sera donc introduite pour le débit tel que :

$$Porte(x) = \int_0^l f_p(x, z) \cdot dz = -0,173 \frac{x}{H} + 0,875 ; \quad (3.12)$$

et,

$$Q = Porte(x) \int_0^b U(x, y, z = 0, 5l) \cdot dy. \quad (3.13)$$

Avec cette nouvelle définition, les débits calculés à partir des profils de la figure 3.18(a) sont de $8,75 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ en entrée et en sortie.

La figure 3.18(c) présente le débit volumique calculé à partir des demi-profils mesurés lors de l'expérience 6 en fonction de la hauteur avec et sans correction par la fonction *Porte*. Les importantes variations de débit autour de sa moyenne sont principalement dues aux incertitudes liées à la localisation de la paroi gauche et à la détermination de la largeur du canal (cf. §3.3.3 et 3.3.4), qui sont plus grandes sur les premiers profils. Néanmoins, sans correction, le débit moyen croît en fonction de la hauteur dans le canal, tandis qu'avec la correction, celui-ci est constant.

La vitesse selon z n'ayant pas été mesurée lors des expériences 1 à 5, la correction calculée pour l'expérience 6 sera utilisée. Le tableau 3.4 présente les débits calculés en entrée et en sortie pour les expériences 1 à 5 avec et sans correction par la fonction *Porte*. Mise à part l'expérience 2 pour laquelle le débit est identique en entrée et en sortie sans correction, ce qui reste inexplicé ; l'écart maximal de débit après correction est de 6 %. La fonction *Porte* peut donc raisonnablement être estimée peu dépendante du nombre de Rayleigh et donc être utilisée pour corriger toutes les expériences. Cependant, cette estimation n'est pas correcte pour l'expérience 7. En effet, la figure 3.18(d) présente le débit avec et sans correction, comme pour la figure 3.18(c), calculé lors de cette expérience. La courbe bleu montre clairement deux pentes différentes : le débit est quasi-constant sur la première moitié du canal tandis qu'il augmente franchement sur la seconde. Ce brusque changement de pente est sûrement dû au fait que l'écoulement devienne 3D lors de cette expérience.

Cette analyse ne peut pas être complétée par l'étude des profils de vitesse horizontale (V) car ceux-ci ne sont pas correctement exploitables (cf. 4.2.2.1).

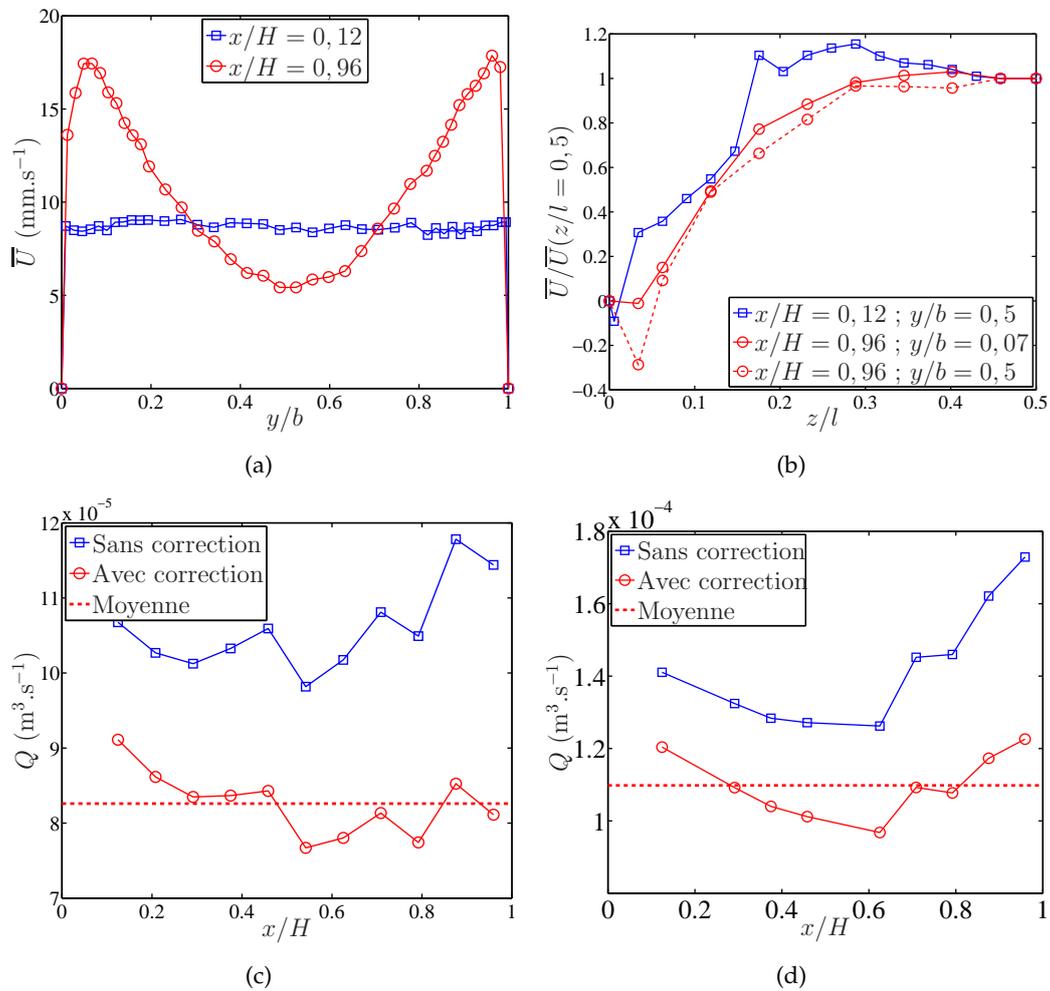


FIGURE 3.18 – (a) Profils de vitesse moyenne verticale en entrée ($x/H = 0,12$, $z/l = 0,5$) et en sortie ($x/H = 0,96$, $z/l = 0,5$) mesurés sur la largeur du canal pendant l'expérience 6. (b) Profils de vitesse moyenne verticale adimensionnée par la vitesse au centre ($z/l = 0,5$) en entrée ($x/H = 0,12$, $y/b = 0,5$) et en sortie ($x/H = 0,96$, $y/b = 0,07$ et $y/b = 0,5$) mesurés selon z pendant l'expérience 6. (c) Débit volumique Q calculé le long du canal pendant l'expérience 6. Les carrés bleus représentent le débit calculé directement à partir des profils de vitesse moyenne et les ronds rouges représentent le débit corrigé à l'aide de la fonction *Porte* pour prendre en compte le caractère 3D de l'écoulement dans le canal. (d) Évolution avec et sans correction du débit volumique dans le canal lors de l'expérience 7.

Grandeur	Ordre de grandeur	Incertitude absolue	Incertitude relative
q	100 -1000 W.m ⁻²		<±1 %
b	~ 60 mm	±3 mm	±5 %
ΔT	~ 5 °C	±0,05 °C	±1 %

TABLE 3.5 – Incertitudes sur les principales grandeurs intervenant dans les définitions des nombres de Rayleigh et Nusselt.

3.5 Incertitudes sur les nombres adimensionnels

En convection naturelle en canal vertical, les trois nombres adimensionnels caractéristiques (cf. §1.3.1.3) sont les nombres de Rayleigh (Ra), de Nusselt (Nu) et de Reynolds (Re).

3.5.1 Nombres de Rayleigh et de Nusselt

Les incertitudes sur les nombres de Rayleigh modifié (Ra_b^*) et de Nusselt basés sur la largeur du canal seront abordées ici.

Pour rappel, ces deux nombres adimensionnels s'écrivent :

$$Ra_b^* = \frac{g\beta qb^5}{\nu aH}; \quad (3.14)$$

$$Nu_b = \frac{qb}{\lambda\Delta T}. \quad (3.15)$$

Les incertitudes sur les différentes grandeurs sont données dans le tableau 3.5 en fonction des incertitudes de mesure calculées lors de l'étalonnage (cf. §2.3.2 p. 72) ou de celles données plus haut. Celles sur le calcul des propriétés thermophysiques de l'eau et sur la détermination de la hauteur du canal (dimensions des parois connues à ±10μm) sont négligées. L'incertitude absolue sur l'écartement est calculée en additionnant les incertitudes sur la localisation de la paroi et sur la recherche de l'écartement (cf. §3.3.3 et 3.3.4) : comme la recherche de la largeur se fait en symétrisant le profil sur le demi-canal gauche, l'incertitude sur la localisation de la paroi est doublée. L'incertitude sur la densité de flux de chaleur mesurée en paroi est de l'ordre de ±0,01 % (cf. §2.3.2 p. 72), celle sur la densité de flux injectée dans le canal peut donc être estimée comme liée aux pertes par les parois latérales estimées précédemment (cf. §3.2.5).

Pour ne pas cumuler arbitrairement les erreurs, l'incertitude sera calculée à partir de l'erreur maximale, soit :

$$\frac{\Delta Ra_b^*}{Ra_b^*} = 5 \frac{\Delta b}{b}; \quad (3.16)$$

$$\frac{\Delta Nu_b}{Nu_b} = \frac{\Delta b}{b}. \quad (3.17)$$

La maîtrise de la largeur du canal est donc essentielle pour caractériser correctement l'écoulement. Au cours de cette thèse, deux types de campagnes de mesure ont été menées : avec ou sans cellule trapézoïdale pour s'approcher de la paroi.

Sans la cellule trapézoïdale, la largeur du canal est mesurée en face avant et l'incertitude sur cette dernière est de l'ordre de ± 1 mm (cf. §3.2.2). Cependant, lors des campagnes faites avec la cellule trapézoïdale, la position du volume de mesure par rapport à la paroi gauche n'est pas connue et a été estimée à partir des profils de température.

Ainsi, l'incertitude sur le nombre de Rayleigh modifié basé sur la largeur varie entre ± 10 et ± 25 %, tandis que celle sur le nombre de Nusselt basé sur la largeur varie entre ± 2 et ± 5 %. Ces calculs montrent l'importance de la maîtrise de la largeur du canal et mettent en perspective une des améliorations du banc d'essais.

3.5.2 Débit volumique et nombre de Reynolds

Tel qu'illustré sur la figure 3.18(c), l'incertitude sur le calcul du débit volumique dans le canal est grande dans le cas où les profils de vitesse ont été mesurés avec la cellule en eau trapézoïdale. Ces incertitudes sont principalement dues à la localisation de la paroi gauche et à la détermination de la largeur du canal (voir §3.3.3 et 3.3.4). À ces incertitudes, s'ajoute celle sur le calcul de la vitesse moyenne due aux fortes variations de celle-ci (cf. §3.4.1).

L'incertitude sur le calcul du débit est la même que celle sur le nombre de Reynolds car ce dernier peut s'écrire comme :

$$Re = \frac{Q}{\nu l}; \quad (3.18)$$

et que les incertitudes sur ν et l sont quasi-nulles. D'après l'équation 3.13, l'incertitude sur le nombre de Reynolds est la somme des incertitudes liées à la détermination de la largeur b (§3.2.2 et 3.3.4), à l'évaluation de la vitesse moyenne \bar{U} sur un profil (§3.4.1) et à la correction par la fonction *Porte* (§3.4.2). Elle peut être écrite comme :

$$\frac{dRe}{Re} = \frac{dU}{U} + \frac{dPorte}{Porte} + \frac{db}{b}. \quad (3.19)$$

D'après le tableau 3.3, le premier terme est de l'ordre de ± 4 %; le second peut être estimé de l'ordre de ± 4 % également à partir de la différence entre les deux profils de sortie de la figure 3.18(b). Pour la détermination du dernier terme deux cas sont distingués : les expériences 1 à 5 pendant lesquelles la vitesse a été mesurée sans rotation de la sonde laser et les expériences 6 à 8 où l'incertitude sur l'écartement du canal (b) est plus grande du fait de la rotation de la sonde.

Sans rotation de la sonde, l'incertitude donnée dans la section 3.2.2 (± 1 mm) conduit à une erreur sur le nombre de Reynolds d'environ ± 2 %. Avec rotation de la sonde, cette dernière est plus importante (cf. tab. 3.5), l'erreur est de l'ordre de ± 3 mm soit ± 5 % d'erreur sur le nombre de Reynolds.

L'incertitude totale sur le calcul du débit et du nombre de Reynolds peut donc être estimée de l'ordre de ± 10 % pour les expériences 1 à 5 et de ± 15 % pour les expériences 6 à 8.

3.6 Conclusion

Dans ce troisième chapitre, le banc d'essais a été caractérisé. Après l'avoir décrit précisément dans le chapitre 2, les écarts entre la conception du banc et sa réalité en fonctionnement ont été déterminés.

Dans la première section, les différentes campagnes de mesure menées durant cette thèse ont été décrites. Cette partie servira de point de repère lors de l'exploitation des résultats dans le chapitre suivant. Les configurations de fonctionnement ainsi que les différents types de profils de vitesse (et de température) établis dans le canal sont détaillés pour chaque expérience.

La seconde section traite de la caractérisation du banc d'essais liée à sa conception. Le temps d'établissement et la mise en température de la cellule en eau sont présentés avant de détailler les incertitudes sur les conditions aux limites : densité de flux de chaleur imposée en paroi et largeur du canal. Dans une troisième sous-section, la problématique de la stratification dans la cellule en eau est traitée. Il est montré que cette dernière tend à réduire fortement le débit dans le canal et à dégrader les échanges convectifs. En revanche, l'impact sur le débit se fait sentir dès les faibles stratifications tandis que les échanges convectifs commencent à se dégrader pour des stratifications plus élevées. Cependant, cette étude n'a pas été plus approfondie puisque la stratification a été supprimée par la suite avec l'isolation de la cellule en eau. Enfin, les pertes thermiques par les parois latérales du canal ont été estimées et elles sont négligeables.

La troisième section est consacrée aux différentes méthodes qui ont dûes être mises au point pour estimer la position du volume de mesure lors des mesures en proche paroi avec la cellule en eau trapézoïdale. Avec l'utilisation de cette cellule, la localisation des parois n'est plus possible directement mais doit être faite à partir des mesures de vitesse et de température. Une méthode de localisation de la paroi basée sur les gradients thermiques mesurés en paroi avec les fluxmètres et le microthermocouple est présentée ici. Cette méthode est validée sur les mesures faites sans cellule trapézoïdale. Par ailleurs, une seconde méthode basée sur la symétrie des profils de vitesse est présentée pour la détermination de la largeur du canal.

La section 4 porte sur la conservation du débit dans le canal. Elle montre que l'hypothèse d'un écoulement parfaitement 2D ne permet pas de conserver le débit massique dans le canal. Une approximation permettant de prendre en compte le caractère 3D de l'écoulement à partir de profils de vitesse mesurés suivant z a donc été mise au point.

Enfin, ce chapitre termine sur la détermination des incertitudes sur les nombres caractéristiques de l'écoulement de convection naturelle dans un canal vertical. À partir de la caractérisation du banc et des systèmes de mesure, la précision maximale attendue sur le calcul de ces nombres a été déterminée.

Pour conclure, ce chapitre a permis de caractériser et d'estimer les différentes incertitudes du dispositif expérimental, qu'elles soient liées à la conception du banc ou directement à la mesure des différentes grandeurs (principalement la vitesse dans ce cas). Ces estimations ont permis de déterminer la précision sur les nombres caractéristiques en convection naturelle.

Je suis âgé et je mourrai bientôt. Quand je serai au ciel, j'espère que j'y recevrai des éclaircissements à propos de deux phénomènes : l'électrodynamique quantique et la turbulence des fluides. En ce qui concerne l'électrodynamique quantique, j'ai bon espoir.
Horace Lamb

Chapitre 4

Analyse thermique et cinématique de l'écoulement

Ce quatrième chapitre est consacré à la présentation et à l'analyse des mesures réalisées au cours de cette thèse. Il est axé sur le résultat essentiel de ces expériences qui est l'observation d'un changement de régime d'écoulement dans le canal et s'attache à caractériser ce changement de régime. De nombreux profils mesurés au cours des expériences 1 à 7 sont présentés ici : profils de vitesse et de température moyennes, mais aussi des fluctuations des deux composantes de la vitesse ainsi que de la température.

La première section montre une première étude fréquentielle des signaux de vitesse et de température. Cette analyse ne met en évidence aucune fréquence particulière mais permet de caractériser les signaux de vitesse et de température.

La seconde section présente le changement de régime dans le canal à partir des profils de vitesse et de température moyennes en fonction de la hauteur. Après avoir localisé le changement de régime, et analysé son impact sur les transferts convectifs grâce aux corrélations entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh locaux (basés sur la hauteur x), celui-ci est caractérisé d'un point de vue cinématique et thermique.

Dans la troisième partie, la transition dans le canal est expliquée à partir d'une modélisation zonale de l'écoulement. Après avoir découpé le canal en trois zones, l'écoulement est décrit dans chaque zone en s'appuyant sur l'étude des fluctuations de vitesse et de température en fonction de la hauteur.

La quatrième partie, quant à elle, est consacrée à l'étude de la transition en fonction de la puissance injectée. Alors que les trois sections précédentes s'appuient sur les mesures faites sur la hauteur lors des expériences 6 et 7 (cf. tab. 3.1), cette section s'intéresse aux profils mesurés en sortie lors des expériences 1 à 7. Dans cette partie, le lien est fait entre le changement de régime en fonction de la hauteur et en fonction de la puissance injectée notamment avec la correspondance entre les nombres de Rayleigh locaux et globaux basés respectivement sur x et b . Les évolutions du transfert de chaleur global et du débit dans le canal sont présentées ainsi que les profils de température et de vitesse moyennes et fluctuantes.

Enfin, les deux dernières sections traitent de l'analyse de l'écoulement au travers des bilans d'énergie et de quantité de mouvement. Ces bilans permettent de valider les hypothèses faites dans la modélisation de l'écoulement sur les couplages entre fluctuations de vitesse et de température. De plus, l'évolution de la pression dans le canal est décrite à partir de l'estimation des différents termes de l'équation moyenne de bilan de quantité de mouvement. Cette étude montre que la pression en sortie de canal est supérieure à la pression atmosphérique à la même altitude.

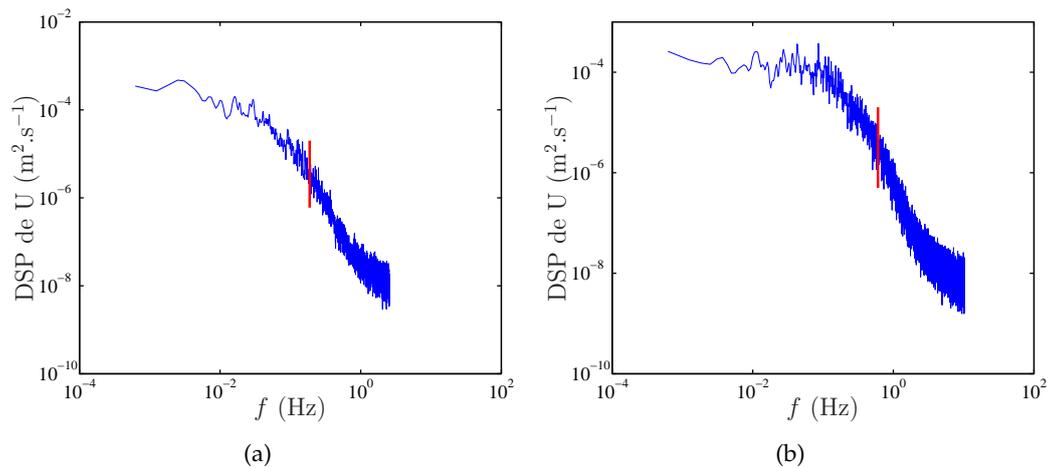


FIGURE 4.1 – Densités spectrales de puissance de U lors de l'expérience 6 : (a) $x/H = 0,12$ et $y/b = 0,19$; (b) $x/H = 0,96$ et $y/b = 0,46$.

4.1 Caractérisation temporelle de l'écoulement

La caractérisation temporelle de l'écoulement est faite à partir des mesures de l'expérience 6 (cf. tab. 3.1 p. 86). Les figures 4.1 et 4.2 présentent respectivement les densités spectrales de puissance (DSP) calculées pour la vitesse (U) et la température (T) en entrée (a) et en sortie (b).

La fréquence d'acquisition des signaux de vitesse avec un système LDV étant variable, ceux-ci ont dû être rééchantillonnés avec une fréquence régulière. Les spectres des figures 4.1(a) et 4.1(b) sont des moyennes de spectres calculés sur des fenêtres de 15 minutes réalisées à partir de mesures de 1 h. Leur temps d'échantillonnage varie de $dt_{min} = 3$ ms (333 Hz) à $dt_{max} = 2,7$ s (0,4 Hz) pour le premier et $dt_{min} = 3$ ms à $dt_{max} = 0,8$ s (1,25 Hz) pour le second. Ces signaux ont été rééchantillonnés en prenant un temps moyen (49 ms pour le premier et 0,2 s pour le second) avec une interpolation linéaire avant de réaliser les transformés de Fourier. Par conséquent, le spectre n'est pas valable au delà d'une fréquence égale à $f_{max} = \frac{1}{2dt_{max}}$ indiquée par un trait rouge sur les figures 4.1(a) et 4.1(b). En réalité, cette condition sur les domaines de validité des spectres pourrait être assouplie car très peu de points présentent un écart dt_{max} entre eux.

L'allure des DSP présentées sur les figures 4.1 et 4.2 est celle de spectres turbulents. De ces figures, un ordre de grandeur d'une fréquence caractéristique peut être extrait. En effet, en modélisant les spectres par des filtres passe-bas, une fréquence de coupure aux alentours de 0,1 Hz est observée. Cet ordre de grandeur a été observé sur l'ensemble des mesures réalisées. Par conséquent, les mesures de vitesse par LDV, dont les fréquences d'acquisition moyennes constatées sur les expériences sont de 1 à 3 Hz environ, sont un peu limitées pour une analyse temporelle poussée.

Par la suite, l'étude sera focalisée sur les profils des valeurs moyennes et des écarts-types de vitesse et de température.

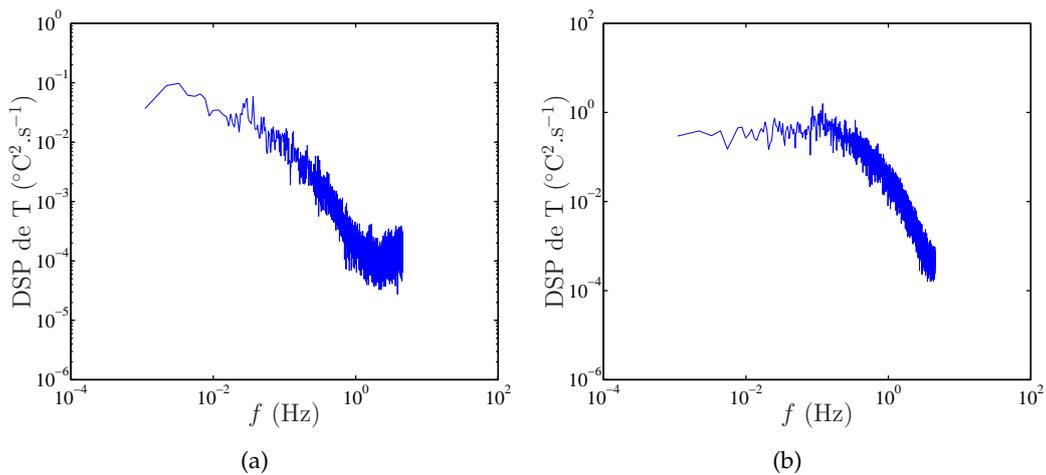


FIGURE 4.2 – Densités spectrales de puissance de T lors de l'expérience 6 : (a) $x/H = 0,12$ et $y/b = 0,19$; (b) $x/H = 0,96$ et $y/b = 0,46$.

4.2 Observation et caractérisation d'un changement de régime dans le canal

Cette section cherche à décrire les évolutions des différents profils en fonction de la hauteur dans le canal. Elle s'appuie sur les résultats des expériences 6 et 7 durant lesquelles les mesures ont été faites près de la paroi gauche (cf. §3.1).

4.2.1 Évolution du transfert thermique local

Cette sous-section s'intéresse à l'évolution des transferts de chaleur en fonction de la hauteur du canal. La figure 4.3(a) présente les profils de température moyenne en paroi (paroi droite en traits pleins et gauche en pointillés) pour chaque expérience. Pour les expériences 1 à 3, la température de la paroi est croissante avec la hauteur et les deux parois sont quasiment identiques. Pour les 4 expériences suivantes, la température décroît en sortie de canal et les écarts de température entre les deux parois sont plus importants; i.e. la décroissance en sortie est plus importante pour la paroi gauche que pour la droite. Cette diminution de la température pariétale en sortie est la conséquence d'une augmentation des transferts convectifs dans le canal. La dissymétrie peut être due au fait que l'écoulement n'est pas parfaitement symétrique, mais il peut aussi s'agir d'une surchauffe locale au niveau du thermocouple due à une mauvaise mise en place de celui-ci (bulle d'air dans la rainure, cf. 2.2.3.2 p. 61).

Afin de caractériser ces transferts convectifs un nombre de Nusselt local Nu_x est défini :

$$Nu_x = \frac{q_{conv}(x)}{\frac{\lambda \Delta T_x}{b}}. \quad (4.1)$$

Le Nusselt local, ainsi défini, revient à comparer le flux convectif ($q_{conv}(x)$), i.e. le flux injecté entre l'entrée et la hauteur x rapporté à la section du canal, au flux conductif obtenu en considérant que l'échange se fait horizontalement (longueur de référence b) par rapport à une température de référence qui est celle de l'entrée (T_e). Le chapitre précédent (cf. §3.2.3 p. 89) a montré que la densité de flux de chaleur en paroi est symétrique et uniforme ($q_{pg} = q_{pd} = q_p$), le flux convectif peut

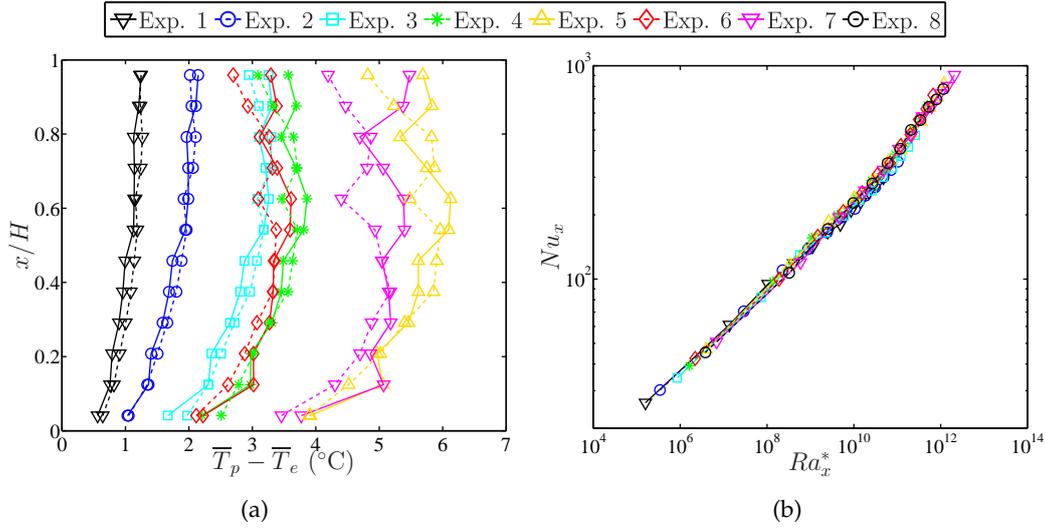


FIGURE 4.3 – (a) Écart entre la température de paroi droite (traits pleins) et gauche (pointillés) et la température d'entrée pour les expériences 1 à 7. (b) Évolution du nombre de Nusselt local (cf. éq. 4.3) en fonction du nombre de Rayleigh modifié local (cf. éq. 4.4) pour les expériences 1 à 8.

donc s'écrire :

$$q_{conv}(x) = \frac{2q_p x l}{lb}. \quad (4.2)$$

Le choix du ΔT_x , par contre, est moins évident car la figure 4.3(a) a montré que les températures en paroi n'étaient pas parfaitement symétriques. Afin de prendre en compte cette dissymétrie, le canal sera considéré comme la moyenne de deux canaux parfaitement symétriques avec des températures de parois égales à T_{pg} et T_{pd} :

$$Nu_x = \frac{1}{2} \left(\frac{2q_p x}{\lambda \Delta T_{xg}} + \frac{2q_p x}{\lambda \Delta T_{xd}} \right). \quad (4.3)$$

Par ailleurs, un nombre de Rayleigh modifié local est défini :

$$Ra_x^* = \frac{g\beta q_p x^4 b}{\lambda \nu \alpha H}. \quad (4.4)$$

La figure 4.3(b) présente l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Rayleigh local pour les expériences 1 à 8. Le nombre de Nusselt local semble suivre ici deux lois de puissance : une loi en puissance 0,2 avant $Ra_x^* = 10^{11}$ et une loi en puissance 0,3 après. Ces deux lois de puissance sont illustrées par les figures 4.4(a) et 4.4(b) où sont tracés les logarithmes des nombres de Nusselt locaux auxquels ont été retranchées les deux lois de puissance.

Cette évolution du nombre de Nusselt confirme la présence d'un changement de régime d'écoulement qui a pour effet d'améliorer les échanges convectifs. L'analyse plus approfondie de ces graphes sera faite dans la section 4.6 à la lumière de l'analyse cinématique et thermique faite sur les expériences 6 et 7 dans la suite de cette section. Le tableau 4.1 donne les correspondances entre l'altitude des différents profils et le Ra_x^* pour ces deux expériences.

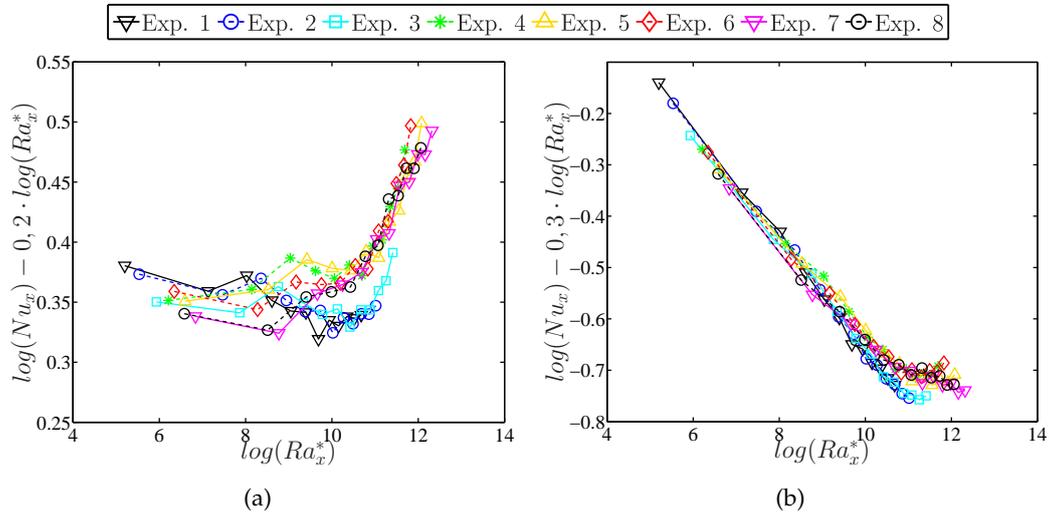


FIGURE 4.4 – Mise en évidence du changement de pente observé sur la figure 4.3(b).

N° chauff.	x/H	Ra_x^* exp. 6	Ra_x^* exp. 7	N° chauff.	x/H	Ra_x^* exp. 6	Ra_x^* exp. 7
1	0,06	$2,2 \cdot 10^6$	$6,9 \cdot 10^6$	7	0,54	$6,8 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^{11}$
2	0,12	$1,9 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^8$	8	0,63	$1,2 \cdot 10^{11}$	$3,8 \cdot 10^{11}$
3	0,21	$1,5 \cdot 10^9$	$4,6 \cdot 10^9$	9	0,71	$2,0 \cdot 10^{11}$	$6,2 \cdot 10^{11}$
4	0,29	$5,7 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^{10}$	10	0,79	$3,1 \cdot 10^{11}$	$9,7 \cdot 10^{11}$
5	0,37	$1,6 \cdot 10^{10}$	$4,9 \cdot 10^{10}$	11	0,88	$4,7 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
6	0,46	$3,5 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{11}$	12	0,96	$6,7 \cdot 10^{11}$	$2,1 \cdot 10^{12}$

 TABLE 4.1 – Correspondance entre le numéro de chaque chaufferette, leur altitude adimensionnée dans le canal (x/H) et le nombre de Rayleigh modifié local (Ra_x^*) pour les expériences 6 et 7 (cf. tab. 3.1 p. 86).

4.2.2 Description du changement de régime

L'étude du transfert de chaleur local dans le canal met en évidence un changement de comportement aux alentours de $Ra_x^* \sim 10^{11}$. Ici, ce changement de régime sera décrit au travers des profils de vitesse et de température moyennes à différentes altitudes x/H .

4.2.2.1 Caractérisation cinématique de la transition

Les figures 4.5(a) et 4.6(a) présentent respectivement les demi-profils de vitesse moyenne verticale à différentes altitudes (x/H) pour les expériences 6 et 7. Ces mêmes profils adimensionnés par leur vitesse maximale sont tracés sur les figures 4.5(b) et 4.6(b).

Les profils sont plats près de l'entrée¹, puis un pic de vitesse se développe près de la paroi chauffée ($y/b \sim 0,05$) et le centre se creuse. Au fur et à mesure que la vitesse augmente près de la paroi, le centre se creuse de plus en plus par conservation du débit jusqu'à arriver à une transition où le pic diminue et la vitesse augmente au centre. Cet écart de vitesse entre la proche paroi et le centre génère un cisaillement de l'écoulement. L'incertitude sur le calcul du cisaillement local étant trop grande (à cause des dérivées spatiales) un cisaillement global sera défini ici par le terme $\mu \frac{\Delta \bar{U}}{b}$ où $\Delta \bar{U}$ est l'écart entre les vitesses maximale et minimale (au centre).

Deux régions peuvent être distinguées sur ces profils :

- une région de développement, $x/H \lesssim 0,7$ pour l'expérience 6 et $x/H \lesssim 0,6$ pour la 7, où la vitesse augmente près des parois et diminue au centre ;
- une région appelée région de brassage où les profils s'applatissent en allant vers la sortie.

Un changement de régime d'écoulement est donc observé ici avec le passage de la région de développement à celle de brassage. La transition entre ces deux régions peut être repérée au travers de l'évolution du cisaillement global en fonction de la hauteur dans le canal. La figure 4.7 présente le cisaillement global adimensionné par $\frac{\mu \bar{U}_{max}}{H}$ en fonction de Ra_x^* pour les expériences 6 et 7. Comme sur les profils de vitesse, le cisaillement augmente dans le canal jusqu'à la région de brassage dans laquelle il diminue. La transition est observée entre $Ra_x^* = 2.10^{11}$ et $Ra_x^* = 3.10^{11}$ pour l'expérience 6 (entre les chaufferettes 9 et 10) et autour de $Ra_x^* = 4.10^{11}$ pour l'expérience 7 (chaufferette 8).

Les figures 4.8(a) et 4.8(b) présentent les profils de vitesse moyenne horizontale dans le canal pour les expériences 6 et 7. Étant donnée l'évolution des profils de vitesse moyenne verticale, si l'écoulement est parfaitement 2D, la vitesse moyenne horizontale devrait être négative, sur la moitié gauche du canal, avant la transition et positive après ; et les profils devraient être antisymétriques.

Cependant, ces profils sont difficilement exploitables pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les vitesses mesurées sont très faibles, dans les limites des vitesses mesurables avec le système LDV et il a été montré (cf. tab. 3.3 p. 105) que l'incertitude liée à la convergence des vitesses moyennes est de l'ordre de la valeur moyenne. De plus, une erreur de ϵ sur l'angle des faisceaux laser (cf. fig. 2.16(b) p. 75) entraîne un décalage sur \bar{V} de $\epsilon \bar{V}$ (les vitesses moyennes sont calculées en supposant que les faisceaux sont parfaitement à 45° . Or, les graduations sur la sonde laser correspondent à 2°). Une erreur sur la rotation de 1° entraîne donc un décalage des profils de vitesse horizontale d'environ $0,1 \text{ mm.s}^{-1}$.

1. La vitesse n'a pas été mesurée en dessous de $x/H = 0,12$ car l'entrée était trop perturbée.

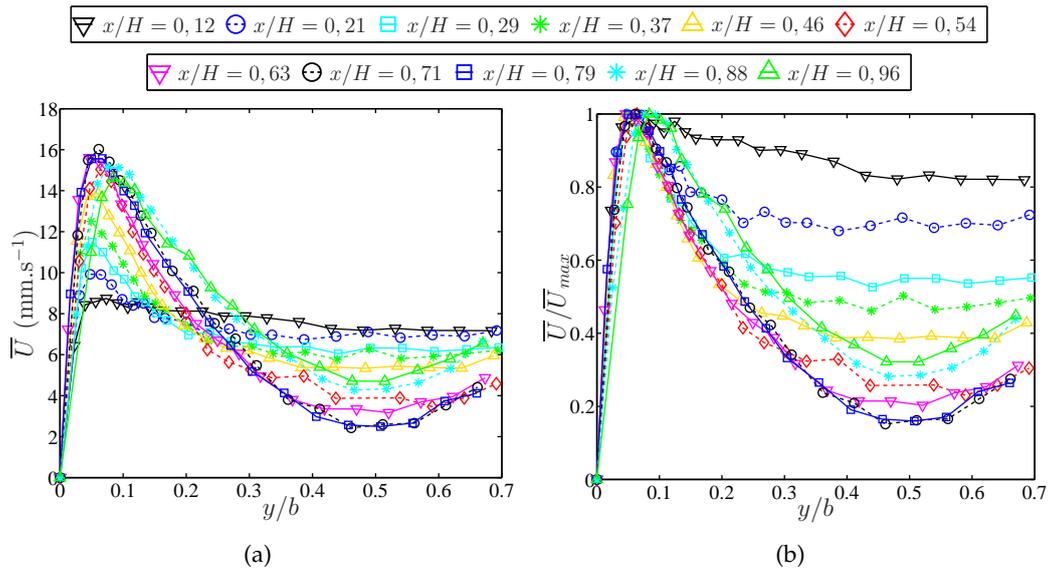


FIGURE 4.5 – Profils de vitesse moyenne verticale à différentes hauteurs (correspondant aux centres des chaufferettes 2 à 12) lors de l'expérience 6. (a) Valeurs dimensionnées. (b) Valeurs adimensionnées par la vitesse maximale.

En prenant en compte ces différentes sources d'erreur, l'allure des profils de la figure 4.8(a) est cohérente avec les observations sur la vitesse verticale : mise à part la proche paroi, la vitesse moyenne horizontale est négative avant la transition et positive après (3 derniers profils). Le changement de signe en proche paroi peut être en partie dû à un décalage sur la rotation des faisceaux. Sur la figure 4.8(b) la vitesse moyenne horizontale est toujours négative, mais le chapitre précédent (cf. fig. 3.18(d) p. 107) montre que l'écoulement est sûrement 3D après la transition ce qui peut expliquer que la vitesse horizontale ne change pas de signe. Enfin, sur ces deux figures, les profils ne sont pas parfaitement antisymétriques ($\bar{V} \neq 0$ à $y/b = 0,5$). Ceci peut être dû à l'incertitude sur la largeur du canal (donc sur la position du centre) et aux incertitudes citées auparavant, mais aussi à une légère dissymétrie de l'écoulement (cf. fig. 4.3(a)) et/ou à des effets 3D.

4.2.2.2 Caractérisation thermique de la transition

Les figures 4.9(a) et 4.9(b) présentent respectivement les profils des écarts entre la température moyenne dans le canal et celle en entrée à différentes altitudes (x/H) pour les expériences 6 et 7. Les sauts de température observés sur les profils 8 et 9 ($x/H = 0,71$ et $0,79$) de la figure 4.9(a) ne doivent pas être pris en compte car les signaux de température ne sont pas valides, certainement dû à un problème de mesure ; i.e. l'évolution temporelle de la température en ces points est complètement différente des évolutions observées pour le reste du profil.

Avant le changement de régime, l'écart de température au centre du canal est constant et quasiment nul et seule la température près de la paroi augmente. Juste après la transition, profils à $x/H = 0,79$ et $x/H = 0,71$, respectivement, pour les expériences 6 et 7, la température au centre du canal augmente plus nettement puis elle continue d'augmenter avec la hauteur dans le canal.

Par conséquent, dans la région de développement, le transfert thermique ne se fait qu'en proche paroi, tandis que dans la région de brassage, ce dernier s'étend à tout le canal. Cela implique qu'avant le changement de régime, le transport de la

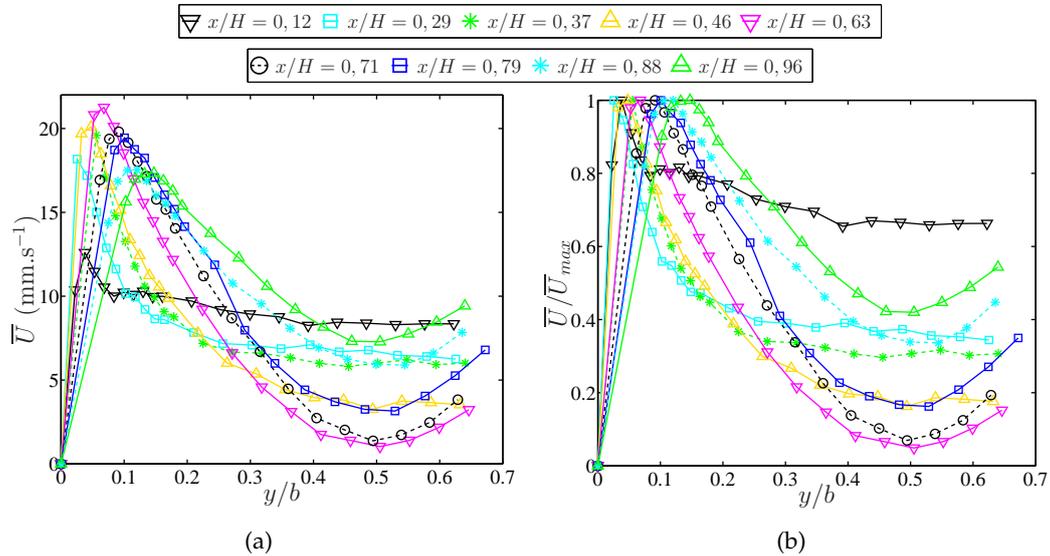


FIGURE 4.6 – Profils de vitesse moyenne verticale à différentes hauteurs (correspondant aux centres des chaufferettes 2, 4 à 6 et 8 à 12) lors de l'expérience 7. (a) Valeurs dimensionnées. (b) Valeurs adimensionnées par la vitesse maximale.

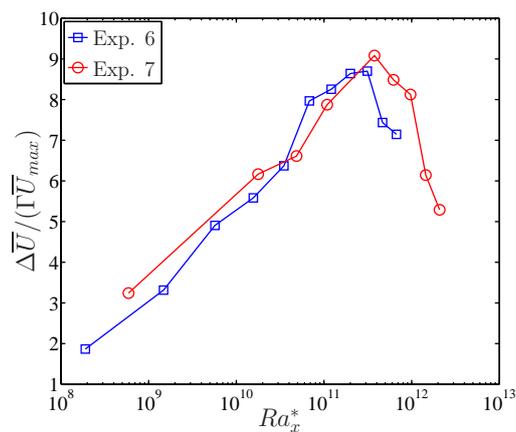


FIGURE 4.7 – Évolution du cisaillement global adimensionné en fonction du nombre de Rayleigh modifié local (Ra_x^*) pour les expériences 6 et 7.

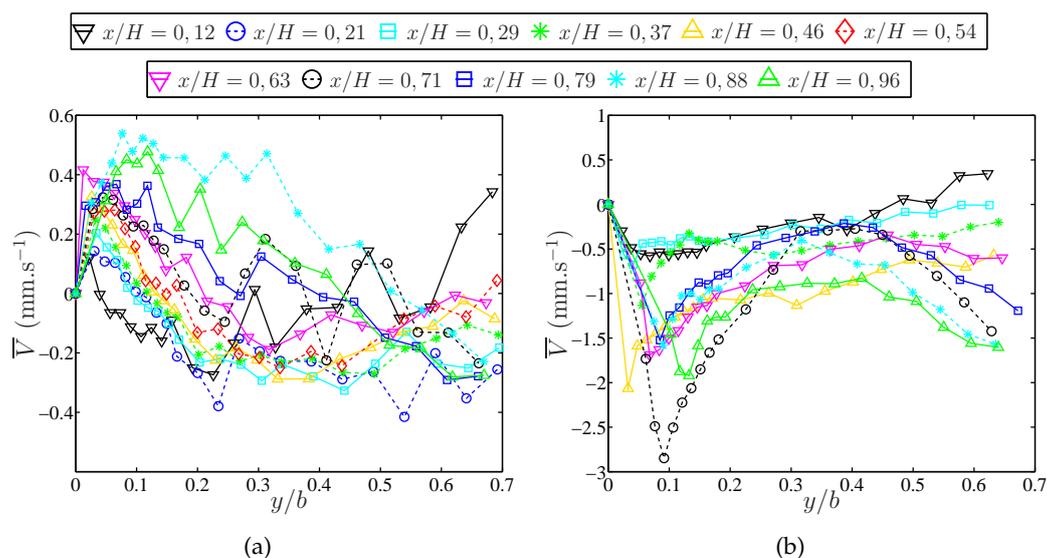


FIGURE 4.8 – Profils de vitesse moyenne horizontale à différentes hauteurs lors des expériences 6 (a) et 7 (b). Sur la figure de droite, les profils à $x/H = 0,21$ et $x/H = 0,54$ n'ont pas été mesurés.

puissance thermique par l'écoulement moyen s'effectue en proche paroi et le centre de l'écoulement n'intervient pas dans le bilan d'énergie. Cela sera vérifié au §4.4.

4.3 Modélisation zonale de l'écoulement et de la transition dans le canal

La première section a mis en évidence la présence d'un changement de régime dans le canal. Avant la transition, le transfert de chaleur se fait presque entièrement en proche paroi, accélérant le fluide et augmentant l'écart de vitesse global ($\Delta\bar{U}$) dans le canal. Après la transition, cet écart se met à diminuer, la température augmente au centre du canal et le transfert convectif augmente.

4.3.1 Découpage en zones

Afin de proposer un modèle de comportement simplifié de l'écoulement de convection naturelle, le canal sera découpé en 3 zones (voir fig. 4.10). L'écoulement dans le canal étant symétrique, les zones sont définies sur la moitié gauche de ce dernier.

La section précédente a montré qu'un changement de régime se produisait dans le canal aux alentours de $Ra_x^* \sim 2 - 4 \cdot 10^{11}$ (cf. §4.2.2.1); $x/H \sim 0,7$ lors de l'expérience 6 et $x/H \sim 0,6$ lors de l'expérience 7 (cf. tab. 3.1 p. 86). Un premier découpage sera donc fait en fonction de la hauteur : avant (zones 1 et 2) et après (zone 3) la transition. Les profils de température (fig. 4.9), avant la transition, n'évoluent quasiment pas dans la partie centrale du canal, la partie basse (région de développement, cf. §4.2.2.1) sera donc séparée en deux zones : la proche paroi $0 < y/b < 0,2$ (zone 1) et le centre $0,2 < y/b < 0,5$ (zone 2). La limite entre les zones 1 et 2 est fixée à $y/b = 0,2$ car les profils de température n'évoluent plus entre cette limite et le centre du canal (fig. 4.9), et cela correspond aussi au point où la vitesse n'évolue pas en fonction de la hauteur (fig. 4.5(a) et 4.6(a)).

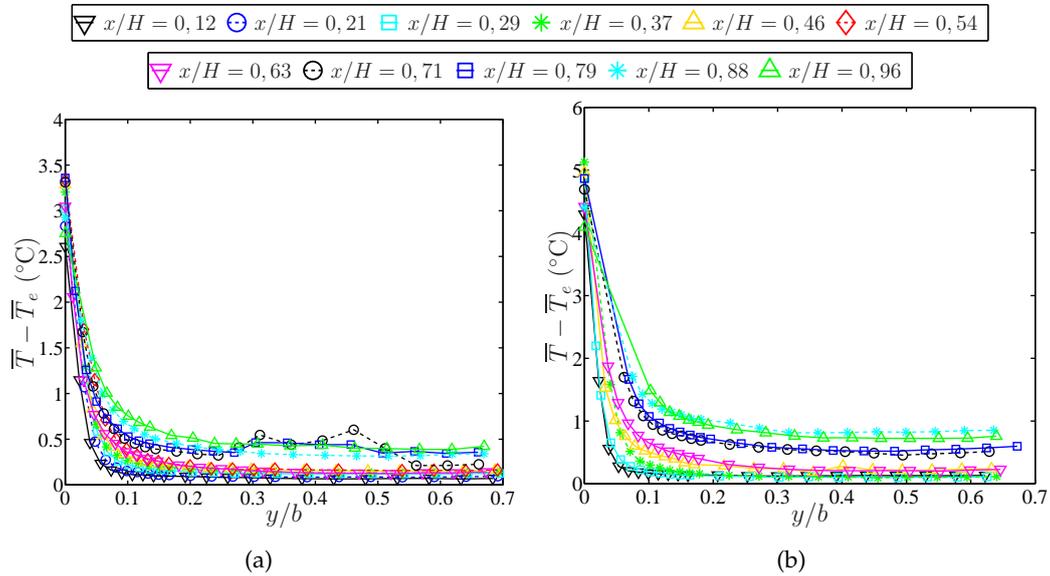


FIGURE 4.9 – Profils des écarts entre la température dans le canal et la température en entrée de canal. (a) Expérience 6. (b) Expérience 7. Sur la figure de droite, les profils à $x/H = 0,21$ et $x/H = 0,54$ n'ont pas été mesurés.

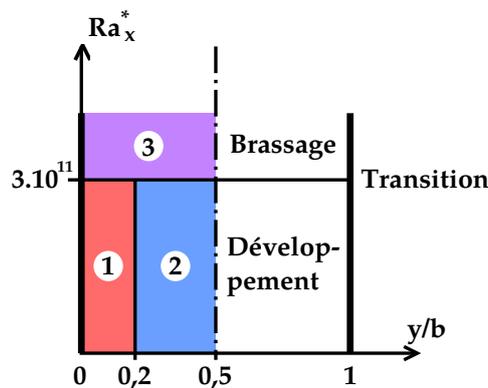


FIGURE 4.10 – Découpage en zones du demi-canal : zone proche paroi (1), zone neutre (2) et zone de brassage (3).

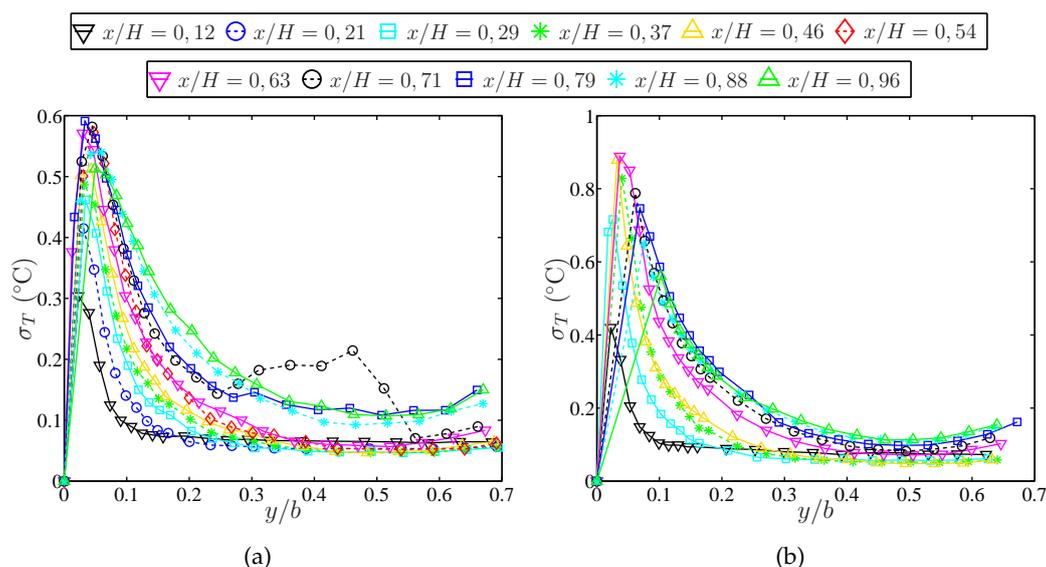


FIGURE 4.11 – Profils des fluctuations de température (σ_T) à différentes hauteurs dans le canal (x/H) pour les expériences 6 (à gauche) et 7 (à droite).

Ces trois zones sont schématisées sur la figure 4.10 : les zones 1 et 2 correspondent à la région de développement (cf. §4.2.2.1) et la zone 3 correspond à la région de brassage.

La zone 1 sert de moteur à l'écoulement de convection naturelle dans le canal et elle évacue l'énergie thermique injectée à la paroi. La zone 2 est une zone d'alimentation quasi-isotherme. Elle est entraînée par l'écoulement et elle alimente la zone 1 en fluide par conservation du débit : l'augmentation du débit dans la zone 1 liée à l'accélération du fluide est rendue possible grâce au transfert de masse de la zone 2 vers la zone 1, ce qui a pour effet le ralentissement de la zone 2. La zone 3, qui est située après la transition, est quant à elle une zone de brassage où la turbulence tend à homogénéiser l'écoulement.

Par la suite, l'écoulement sera expliqué dans chacune des zones à partir des profils des fluctuations.

4.3.2 Explication physique du changement de régime

La section 4.2.2 décrit le changement de régime à partir de l'analyse thermique et cinématique de l'écoulement moyen. Ici, un nouvel éclairage est apporté à partir de l'étude des profils des fluctuations de vitesse et de température. Les explications détaillées seront faites sur les profils mesurés lors de l'expérience 6 car ils sont plus complets (mesurés en face des chauffeuses 2 à 12, $x/H = 0,12$ à $x/H = 0,96$).

Les figures 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14 présentent respectivement les profils des fluctuations de température ($\sigma_T = \sqrt{\theta'^2}$), des fluctuations de vitesse verticale ($\sigma_V = \sqrt{u'^2}$) et horizontale ($\sigma_V = \sqrt{v'^2}$) et des corrélations croisées des fluctuations de vitesse ($\overline{u'v'}$) pour les expériences 6 et 7. De même que précédemment (cf. §4.2.2.2), les bosses (ou les creux) observées sur les profils à $x/H = 0,71$ et (un peu moins) à $x/H = 0,79$ de l'expérience 6 entre $y/b \sim 0,25$ et $y/b \sim 0,55$ correspondent à des mesures aberrantes et ne doivent pas être prises en compte dans l'analyse physique.

4. Analyse thermique et cinématique de l'écoulement

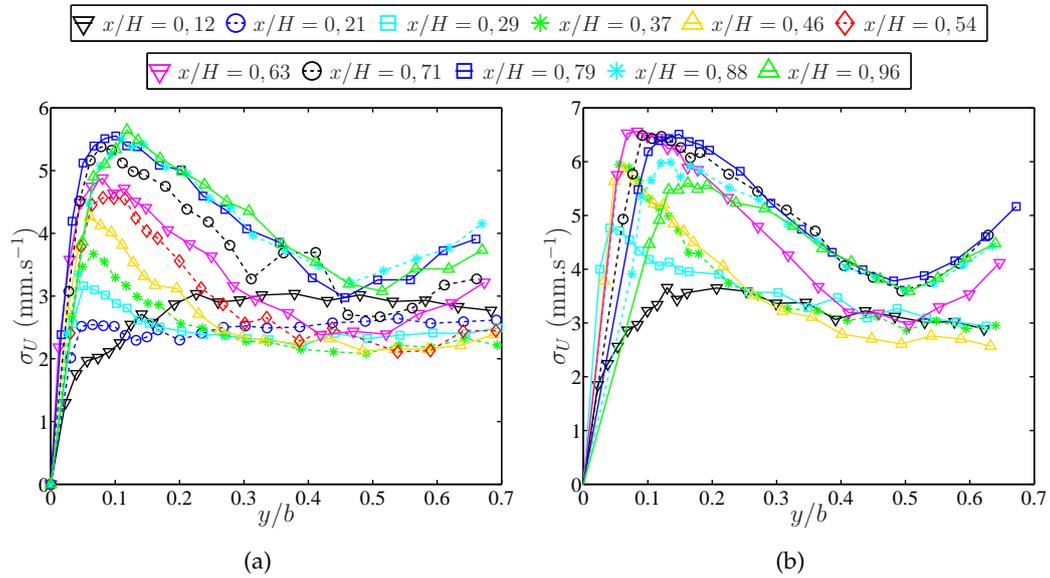


FIGURE 4.12 – Profils des fluctuations de vitesse verticale (σ_U) à différentes hauteurs dans le canal (x/H) pour les expériences 6 (a) et 7 (b).

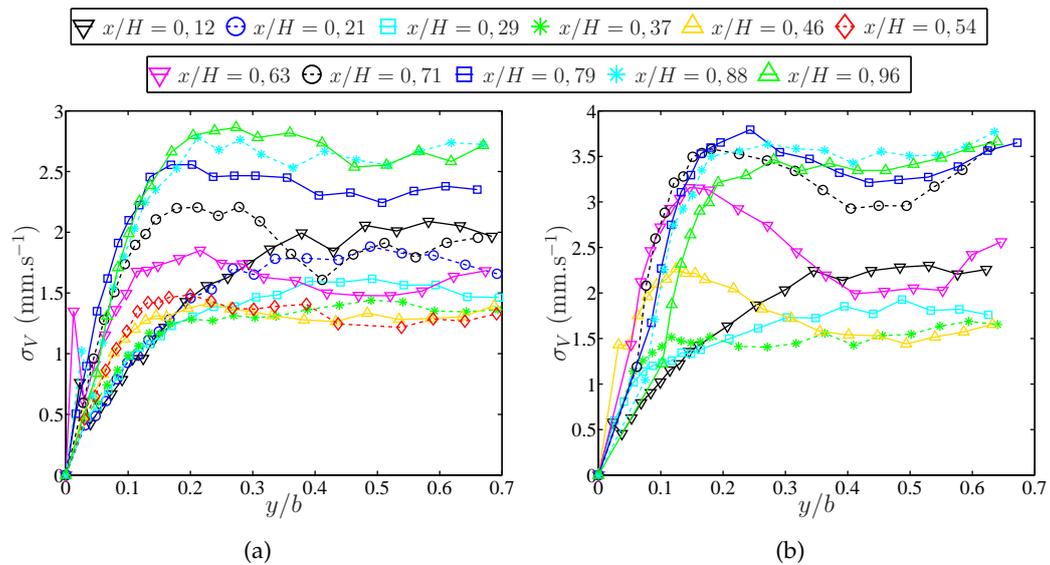


FIGURE 4.13 – Profils des fluctuations de vitesse horizontale (σ_V) à différentes hauteurs dans le canal (x/H) pour les expériences 6 (a) et 7 (b).

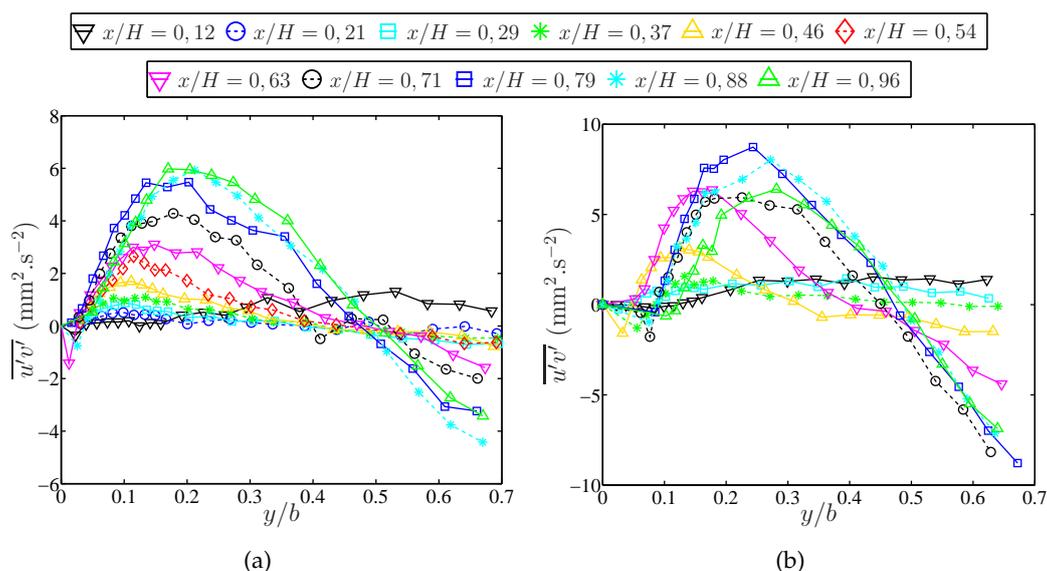


FIGURE 4.14 – Profils des corrélations croisées des fluctuations de vitesse ($\overline{u'v'}$) à différentes hauteurs dans le canal (x/H) pour les expériences 6 (a) et 7 (b).

4.3.2.1 Avant la transition : écoulement cisailé

Deux zones peuvent être distinguées avant le changement de régime : la zone 1 en proche paroi et la zone 2 au centre du canal (voir fig. 4.10). Les figures 4.15 montrent des zooms des figures 4.11(a), 4.12(a), 4.13(a) et 4.14(a) sur la zone 1. Les figures 4.16 présentent ces mêmes grandeurs moyennées sur la largeur de la zone 2.

La zone de proche paroi est la zone motrice de l'écoulement ; dans cette zone, celui-ci peut être apparenté à un écoulement le long d'une plaque plane verticale. L'eau est chauffée et accélérée le long de la paroi et l'écoulement est alimenté par la zone centrale (zone 2). L'accélération à la paroi a pour effet d'augmenter les gradients locaux de vitesse. Cela entraîne un accroissement, dans la zone 1, des fluctuations de vitesse verticale (σ_U) et horizontale (σ_V). Sur les profils de σ_U (fig. 4.15(b)) un pic se développe au niveau du pic de vitesse moyenne ; quant aux fluctuations de vitesse horizontales (σ_V , fig. 4.15(c)), elles augmentent doucement et un début de plateau apparaît près de la zone 2 ($y/b \sim 0, 2$). Cet accroissement des fluctuations de vitesse horizontale favorise le mélange turbulent et contribue à augmenter les fluctuations de température (voir fig. 4.15 (a)) et à les étendre à toute la zone 1 alors que la température moyenne n'évolue que sur la moitié de cette zone ($0 < y/b < 0, 1$).

À l'inverse, dans la zone 2, la diminution de la vitesse moyenne au centre a pour effet de relaminariser l'écoulement au début de la région de développement ($x/H \lesssim 0, 3$). Cette relaminarisation se constate sur les figures 4.16 (b), (c) et (d) par la diminution des fluctuations de vitesse en entrée. Pour mettre en évidence le lien entre cette relaminarisation et la diminution de la vitesse au centre, les fluctuations de vitesse adimensionnées par la vitesse moyenne verticale minimale sont tracées sur les figures 4.17. Pour $x/H \leq 0, 46$, les fluctuations de vitesse (horizontale et verticale) sont proportionnelles à la vitesse moyenne verticale au centre (\overline{U}_{min}). La diminution de cette vitesse le long de la zone 2 entraîne une décroissance du niveau des fluctuations. Cependant, au-delà de cette région d'entrée, ces fluctuations commencent à augmenter sous l'effet des gradients de vitesse, bien que la vitesse au

4. Analyse thermique et cinématique de l'écoulement

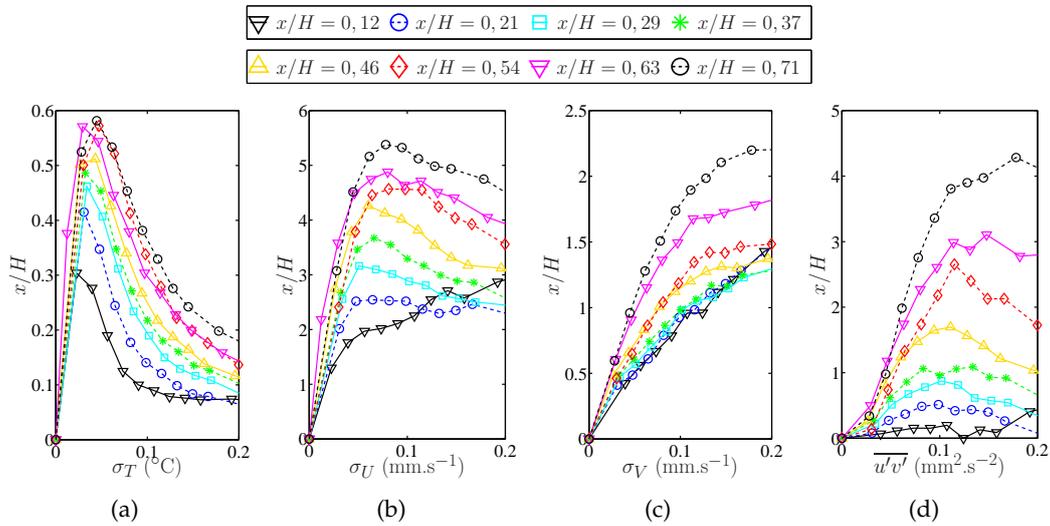


FIGURE 4.15 – Zoom des figures 4.11(a), 4.12(a), 4.13(a) et 4.14(a). Profils des fluctuations de température (a), de vitesses verticale (b) et horizontale (c) et du terme croisé du tenseur de Reynolds (d) dans la zone 1 lors de l'expérience 6.

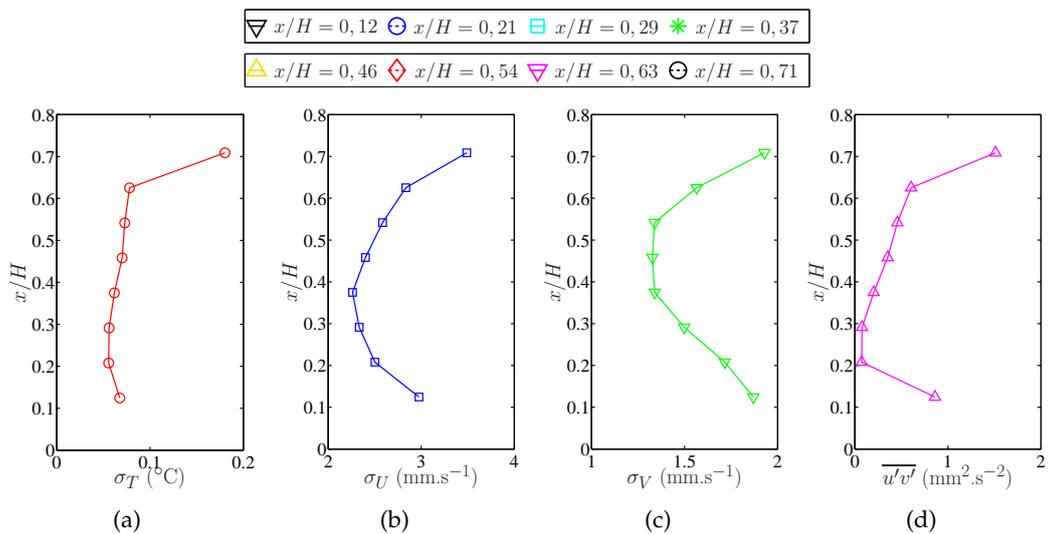


FIGURE 4.16 – Moyennes sur la largeur de la zone 2 des fluctuations de température (a), de vitesses verticale (b) et horizontale (c) et du terme croisé du tenseur de Reynolds (d) lors de l'expérience 6. Ces moyennes sont issues des profils présentés sur les figures 4.11(a), 4.12(a), 4.13(a) et 4.14(a).

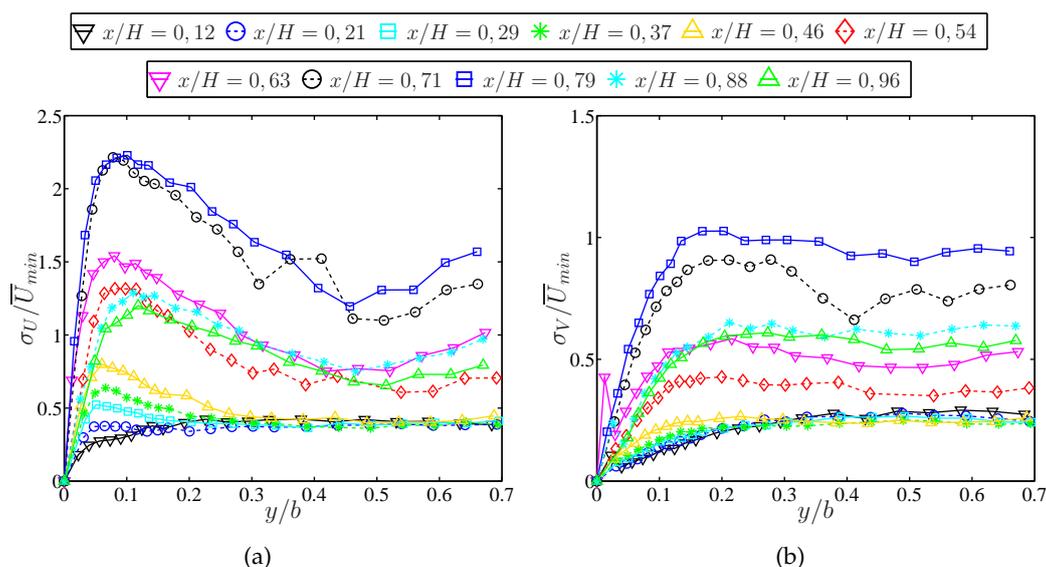


FIGURE 4.17 – Profils des fluctuations de vitesses verticale (σ_U) et horizontale (σ_V) adimensionnés par la vitesse moyenne verticale minimale (\overline{U}_{min}) lors de l'expérience 6.

centre continue de diminuer. Les fluctuations de température (fig. 4.16(a)), quant à elles, sont quasiment constantes sur la zone 2. L'écart observé à $x/H = 0,71$ est dû aux problèmes précédemment notés sur les profils de température.

Durant les expériences 6 et 7, les vitesses ont été mesurées en mode coïncidence (cf. 3.1.2 p. 87); ce qui donne accès aux corrélations croisées des fluctuations de vitesse $\overline{u'v'}$ (voir fig. 4.14). Ces corrélations sont représentatives du mélange turbulent dans l'écoulement : elles contribuent au transport de quantité de mouvement sur la largeur du canal. Ces profils sont antisymétriques (nul pour $y/b = 0,5$) car les profils de vitesse verticale sont symétriques mais ceux de vitesse horizontale sont antisymétriques. En entrée ($x/H = 0,12 - 0,21$ fig. 4.14(a) et $x/H = 0,12 - 0,29$ fig. 4.14(b)), les valeurs sont quasiment nulles car les profils de vitesse moyenne sont quasiment plats. Ensuite, ces corrélations augmentent avec le cisaillement dans le canal et un pic apparaît ($0,1 \leq y/b \leq 0,2$) qui croît avec l'altitude dans le canal (fig. 4.15(d)).

Les augmentations des quantités fluctuantes sont principalement dues à l'accroissement du cisaillement provoqué par l'accélération du fluide dans la zone 1. Les figures 4.18 présentent la valeur maximale de deux termes du tenseur de Reynolds adimensionnés par le cisaillement global $\mu \frac{\Delta \overline{U}}{b}$. Avant la transition, les valeurs maximales des fluctuations sont principalement liées au cisaillement dans le canal dans la mesure où les grandeurs adimensionnées restent quasiment constantes dans cette zone. En revanche, l'augmentation observée après la transition est due à la diminution du cisaillement car les figures 4.12(a) et 4.14(a) montrent que les valeurs maximales atteignent un seuil. Pour être plus précis, la section §4.4 indique qu'avant la transition une part de l'énergie cinétique turbulente est due aux fluctuations de température. Cependant, l'entrée du canal étant à température moyenne uniforme, l'origine des fluctuations ne peut être que visqueuse à l'entrée. En s'élevant dans le canal, les fluctuations de vitesse vont provoquer des fluctuations de température qui vont participer à l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente.

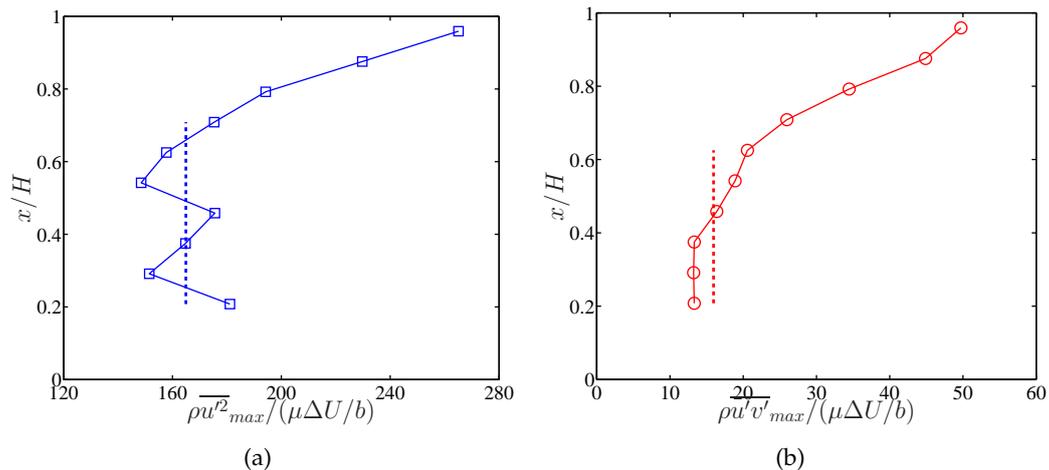


FIGURE 4.18 – Termes du tenseur de Reynolds ((1,1) sur la figure de gauche, et (1,2) sur celle de droite) adimensionnés par le cisaillement global, en fonction de la hauteur lors de l'expérience 6.

4.3.2.2 Après la transition : zone de brassage

La zone 3 correspond à la région située après le changement de régime, elle se caractérise par une uniformisation des profils de vitesse moyenne verticale, c'est-à-dire une diminution du cisaillement global et une augmentation de la température au centre du canal (voir fig. 4.5(a), 4.6(a) et 4.9).

Avant la transition, il existe une compétition entre le chauffage en paroi, qui a pour effet d'augmenter le cisaillement global et le mélange turbulent, caractérisé par $\overline{u'v'}$, qui homogénéise l'écoulement et donc tend à réduire le cisaillement. Dans les zones 1 et 2, la convection naturelle prédomine et le mélange turbulent augmente avec le cisaillement. Dans la zone 3, le mélange turbulent prend le dessus et le cisaillement diminue.

Dans les zones 1 et 2, les corrélations croisées des fluctuations de vitesse (voir fig. 4.14) augmentent régulièrement. Au niveau de la transition, une nette augmentation est observée qui s'accompagne d'un élargissement du profil de la zone 1 vers la zone 2. Cet élargissement, lors des expériences 6 et 7, est illustré par les figures 4.19. Les segments schématisent la zone (pour une altitude donnée) où $\frac{\overline{u'v'}}{\sigma_U \sigma_V}$, qui représente l'efficacité du mélange turbulent, est supérieur à 25%. Le seuil est choisi arbitrairement pour illustrer l'extension du domaine dans lequel le mélange est « efficace ». Les segments sont plus étroits pour l'expérience 7 car les signaux de vitesse étaient moins bons (voir §3.1.2 p. 87). Les symboles situés sur les segments localisent le maximum des corrélations croisées de vitesse $\overline{u'v'}$. Ces graphiques montrent qu'avant la transition, le mélange est plutôt localisé dans la zone 1 ; tandis qu'après, ce mélange s'étend à l'ensemble du canal homogénéisant ainsi les zones 1 et 2.

C'est ce phénomène qui est à l'origine du changement de régime. Avant la transition, les fluctuations croissent principalement avec le cisaillement et augmentent ainsi le mélange turbulent jusqu'au point où ce dernier est suffisamment important et étendu pour prendre le dessus sur le cisaillement et créer un écoulement mélangé. Ainsi, le mélange turbulent réduit les écarts de vitesse et homogénéise la température de l'écoulement, c'est pourquoi celle-ci augmente au centre avec l'altitude dans la zone 3 (cf. fig. 4.9).

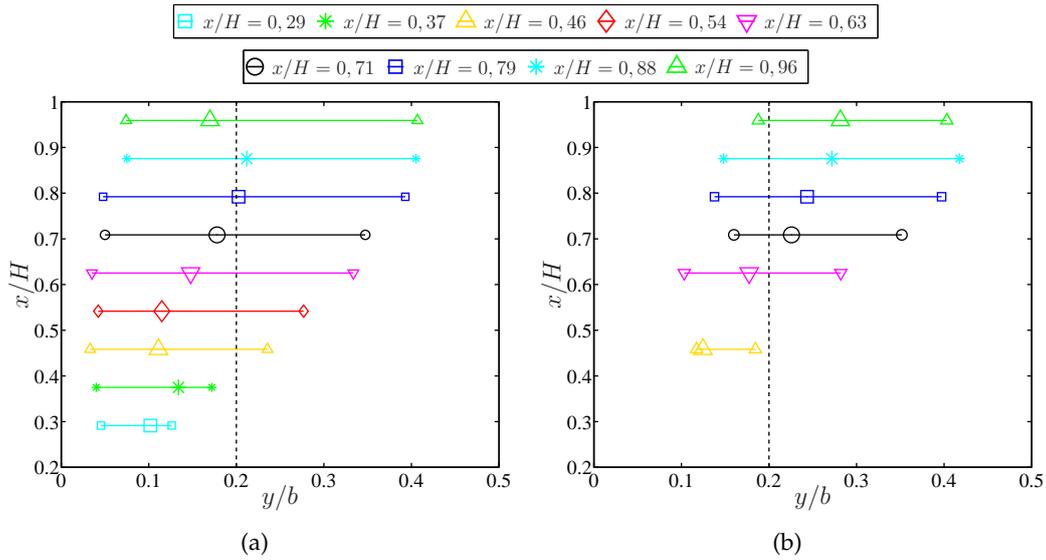


FIGURE 4.19 – Schématisation de l'efficacité du mélange turbulent pour les expériences 6 (a) et 7 (b). Les segments représentent les zones où $\frac{\overline{u'v'}}{\sigma_U \sigma_V} \geq 0,25$ et les gros symboles montrent la localisation du maximum de $\overline{u'v'}$.

De plus, tous les profils présentant les fluctuations (fig. 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14) montrent qu'elles augmentent au niveau de la transition, avec un saut plus ou moins important avant d'atteindre un seuil. Avant le changement de régime l'augmentation des fluctuations était très liée à l'augmentation du cisaillement global dans le canal ; or, ce changement de régime est caractérisé par une diminution de ce cisaillement, mais le niveau des fluctuations ne diminue pas dans la zone 3. Dans cette zone, la turbulence peut donc être supposée alimentée directement par l'énergie thermique injectée dans le canal, ce qui a pour effet de maintenir les fluctuations à un niveau constant.

Ce raisonnement peut être confirmé au moyen du bilan d'énergie.

4.4 Bilan d'énergie

Afin de valider certaines hypothèses formulées précédemment sur le transport de l'énergie thermique, le bilan d'énergie dans le canal sera étudié ici en fonction de la hauteur. Comme l'énergie cinétique est négligeable devant l'énergie thermique injectée, celui-ci s'écrit :

$$\dot{P}_p(x) = \bar{q} S_c(x) = \int_0^l \int_0^b \rho C_p \overline{U(x, y, z) (T(x, y, z) - T_e)} dy dz ; \quad (4.5)$$

où $\dot{P}_p(x)$ est la puissance moyenne injectée dans le canal et $S_c(x)$ est la surface chauffée (somme sur les deux parois) entre l'entrée et l'altitude x ($S_c \neq 2xl$, car les chaufferettes ne couvrent pas l'intégralité des parois en inox). En faisant l'hypothèse d'un écoulement 2D, et avec la correction utilisée pour le débit (cf. §3.4.2 p. 105), ce bilan s'écrit :

$$\dot{P}_p(x) = P_{orte}(x) l \int_0^b \rho C_p \overline{U(x, y) (T(x, y) - T_e)} dy. \quad (4.6)$$

Avec la décomposition en moyenne de Reynolds : $U = \bar{U} + u'$ et $T = \bar{T} + \theta'$; deux parties peuvent être distinguées : la partie de l'énergie transportée par l'écoulement moyen (\dot{P}_f) et celle transportée par l'écoulement fluctuant (\dot{P}'_f) :

$$\dot{P}_p(x) = \underbrace{\rho C_p \text{Porte}(x) l \int_0^b \bar{U} (\bar{T} - T_e) . dy}_{\dot{P}_f(x)} + \underbrace{\rho C_p \text{Porte}(x) l \int_0^b \overline{u' \theta'} . dy}_{\dot{P}'_f(x)}. \quad (4.7)$$

En toute rigueur, la masse volumique devrait être sous le signe intégrale. Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, cet écart reste faible et n'a pas d'influence sur les ordres de grandeur considérés ici. D'après le modèle d'écoulement développé dans la section précédente, le transport de l'énergie injectée à la paroi se fait principalement dans les zones 1 et 3 car l'élévation de la température moyenne au centre du canal dans la zone 2 est très faible (voir fig. 4.9).

Les figures 4.20(a) et 4.20(b) présentent respectivement le bilan d'énergie transportée par l'écoulement moyen sur le demi-canal gauche ($\frac{1}{2} \dot{P}_f$) en fonction de la hauteur lors des expériences 6 et 7. Les droites rouges correspondent à l'énergie injectée à la paroi gauche ($\frac{1}{2} \dot{P}_p$) ; les courbes bleues (pointillés) représentent le terme \dot{P}_f calculé sur la zone 1 ($0 < y/b < 0, 2$) et les courbes vertes (traits pleins) ce même terme calculé sur le demi-canal gauche ($0 < y/b < 0, 5$). Sur ces figures, la température d'entrée a été estimée comme la température minimale mesurée sur le profil à $x/H = 0, 12$. En effet (cf. §4.7), l'écoulement est très sensible aux variations de ΔT ; et en utilisant la température mesurée par les thermocouples situés sous l'entrée, l'énergie calculée à partir de l'écoulement moyen est supérieure à l'énergie injectée aux parois. L'écart est sûrement dû au fait que la température en entrée n'est pas parfaitement homogène sur la section et que deux thermocouples dans le plan central ($z/l = 0, 5$) ne suffisent pas à estimer cette température.

Ces deux figures illustrent parfaitement le changement de régime d'écoulement ainsi que la modélisation présentée précédemment. Comme l'écoulement est considéré 2D, l'écart entre les courbes vertes et rouges correspond à la part d'énergie transportée par l'écoulement fluctuant (\dot{P}'_f). Sur la figure 4.20(a), cette part est constante et inférieure à 20% avant la transition et augmente après, jusqu'à atteindre 30% en sortie de canal. Ce constat est plus difficile à établir sur la figure 4.20(b) car l'hypothèse d'un écoulement 2D est moins valable. En effet, la figure 3.18(d) (page 107) a montré qu'il y avait une cassure nette à la transition pour le débit calculé à partir du profil central. Cet écart laisse à penser que l'écoulement dans la troisième direction est plus important dans cette expérience.

Afin de confirmer l'augmentation de la densité de flux de chaleur turbulent ($\overline{\rho C_p u' \theta'}$) selon x après la transition, celle-ci a été évaluée. Plus précisément, la corrélation des fluctuations de vitesse et de température $\overline{u' \theta'}$ a été estimée et tracée sur la figure 4.21(a) pour l'expérience 6. Les taux d'acquisition lors de l'expérience 7 sont trop faibles pour ce type d'estimation. Rappelons ici que les deux signaux ne sont pas échantillonnés de la même façon : la température est mesurée à intervalles réguliers tandis que l'échantillonnage des signaux de vitesse est irrégulier et dépend de l'ensemencement. La corrélation des deux signaux a donc été estimée en rééchantillonnant les signaux de température pour qu'ils correspondent à ceux de vitesse.

Cette figure n'étant qu'une estimation, elle ne permet pas de combler le déficit entre les courbes rouges et vertes de la figure 4.20(a). Cet écart est dû au fait qu'avec le système de mesure, toutes les structures ne sont pas prises en compte.

En effet, l'analyse fréquentielle (cf. §4.1) a montré qu'avec les mesures effectuées, les fréquences supérieures à 1 Hz environ demeurent indétectables. De plus, le système de micro-thermocouple associé à de la LDV ne permet pas de mesurer les corrélations entre vitesse et température ($\overline{u'\theta'}$) des structures de taille inférieure à la distance entre la pointe thermocouple et le volume de mesure (de l'ordre du millimètre).

Cependant, la figure 4.21(a) montre quand même une tendance avec une augmentation du produit $\overline{u'\theta'}$ après la transition ($x/H \sim 0,7$). Plus précisément, avant la transition, les profils sont plats sur la zone 2 et un pic se forme près de la paroi dans la zone 1. Ce dernier représente le transport de chaleur par l'écoulement fluctuant dans la zone 1 et il est en partie responsable de l'accroissement des fluctuations dans cette zone (voir §4.5). Après la transition, ce pic augmente plus fortement et s'étend vers le centre du canal.

Le deuxième point soulevé par les figures 4.20 est la différence de comportement entre les zones 1 et 2. En effet, avant la transition, environ 80 à 90% de l'énergie transportée par l'écoulement moyen est concentrée dans la zone 1 (courbes bleues), tandis qu'après la transition cette part diminue jusqu'à 60% en sortie de canal. Ce constat confirme l'hypothèse émise pour la modélisation zonale; avant la transition l'écoulement peut être séparé en deux zones : la zone 1 qui transporte 80% de l'énergie thermique injectée et la zone 2, qui ne transporte quasiment rien (d'où la modélisation par une zone isotherme). Après la transition (zone 3) le mélange turbulent tend à uniformiser l'écoulement moyen. Ce transfert d'énergie de la proche paroi vers le centre dans la zone 3 est illustré sur la figure 4.21(b). Cette figure montre l'estimation du transfert de chaleur turbulent horizontal au travers de l'estimation de la corrélation $\overline{v'\theta'}$ lors de l'expérience 6. L'analyse qualitative de cette figure montre qu'avant la transition, le mélange horizontal reste confiné dans la zone 1. Après, ce mélange augmente brusquement et s'étend à l'ensemble du canal transférant de l'énergie thermique au centre du canal, ce qui amène à une augmentation de la température moyenne au centre et donc à une augmentation de la participation au bilan d'énergie de l'écoulement moyen au centre. Cela confirme le modèle proposé dans la section 4.3.2 qui attribuait l'augmentation de la température au centre dans la zone 3 au mélange turbulent.

4.5 Alimentation des fluctuations de vitesse dans le canal

Il a été montré précédemment que le niveau des fluctuations se maintient dans la zone 3 bien que le cisaillement diminue. Afin de comprendre le phénomène physique qui entretient ces fluctuations dans cette zone, cette section s'intéresse au bilan d'énergie cinétique turbulente.

L'équation bilan de quantité de mouvement s'écrit, avec la notation d'Einstein sur les indices répétés :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = g_i \beta \Delta T - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_m}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}; \quad (4.8)$$

où $g_i = g$ quand i correspond à la coordonnée x et $g_i = 0$ sinon. L'équation bilan du mouvement moyen s'obtient en moyennant cette dernière selon la moyenne de Reynolds :

$$\overline{U_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = g_i \beta \overline{\Delta T} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P_m}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j^2}; \quad (4.9)$$

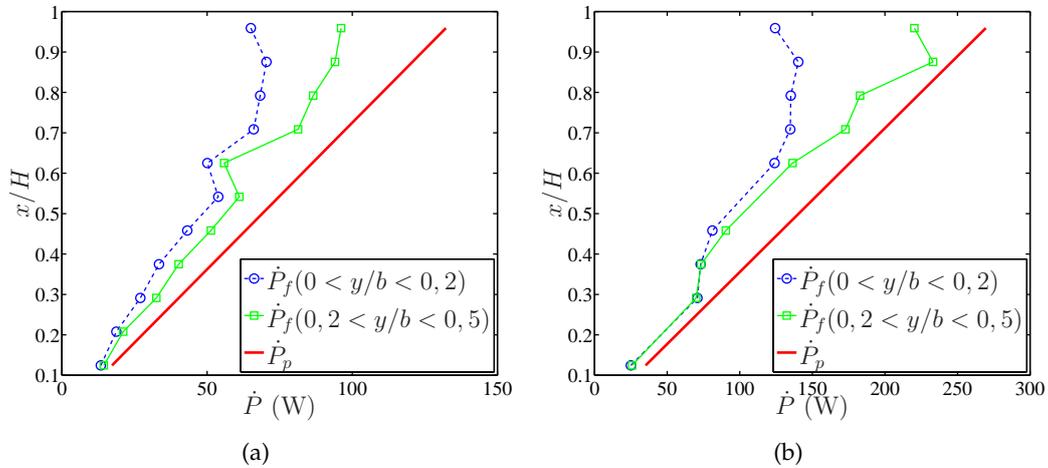


FIGURE 4.20 – Bilans de puissance sur la hauteur, sur le demi-canal gauche, lors des expériences 6 (a) et 7 (b). La droite rouge représente la puissance injectée par la paroi gauche ; les ronds bleus (pointillés) montrent la puissance transportée par l'écoulement moyen dans la zone en proche paroi ($0 < y/b < 0,2$) tandis que les carrés verts (traits pleins) présentent cette même puissance calculée sur le demi canal ($0 < y/b < 0,5$).

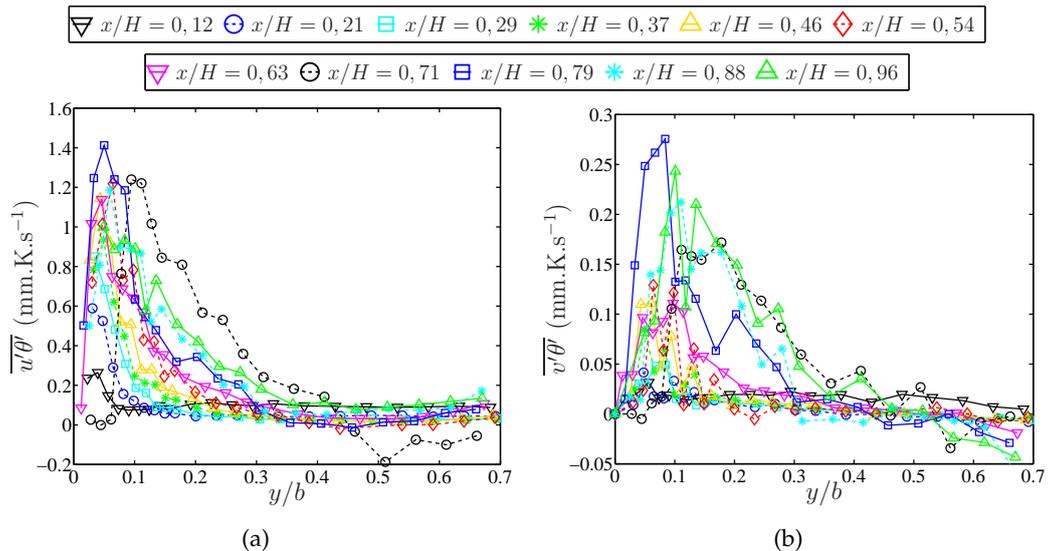


FIGURE 4.21 – Estimation des corrélations croisées des fluctuations de température et de vitesse verticale ($\overline{u'\theta'}$) (a) et des fluctuations de température et de vitesse horizontale ($\overline{v'\theta'}$) (b) pour l'expérience 6.

et la différence de ces deux équations (éq. 4.8 - éq. 4.9) donne l'équation bilan de quantité de mouvement fluctuante :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = g_i \beta \theta' - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P'_m}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}. \quad (4.10)$$

Enfin, l'équation bilan de l'énergie cinétique turbulente ($k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$) est obtenue en multipliant l'équation 4.10 par u'_i et en la moyennant à nouveau :

$$\overline{U}_j \frac{\partial \overline{k}}{\partial x_j} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j}}_1 + \underbrace{g_i \beta \theta' \overline{u'_i}}_2 - \underbrace{\nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2}}_3 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j k} - \frac{1}{\rho} \overline{P'_m u'_j} + \nu \frac{\partial \overline{k}}{\partial x_j} \right)}_4. \quad (4.11)$$

Dans le cadre de cette étude, qui suppose l'écoulement 2D, 4 termes responsables de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente, peuvent être distingués dans cette équation :

- 1 : premier terme de production due aux gradients de vitesse moyenne ;
- 2 : second terme de production due au flux de chaleur turbulent selon x ;
- 3 : terme de dissipation ;
- 4 : terme de flux.

Seul deux termes (1 et 2) sont donc responsables de l'alimentation de la turbulence dans cette étude : une alimentation par l'écoulement moyen due au cisaillement ; et une alimentation par le flux de chaleur turbulent.

En deux dimensions, le terme 1 s'écrit :

$$-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\overline{u'^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial x} - \overline{u'v'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \overline{v'u'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial x} - \overline{v'^2} \frac{\partial \overline{V}}{\partial y}; \quad (4.12)$$

or, d'après l'approximation de couche limite, qui sera justifiée dans la section 4.7, le terme prédominant est $-\overline{u'v'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}$. Les profils correspondant à ce terme prédominant sont tracés sur la figure 4.22(a) pour l'expérience 6. Cette figure confirme que le terme 1 est un terme de production puisqu'il est positif (mis à part dans la couche limite). Le terme 2 s'écrit : $g\beta \theta' \overline{u'}$. Ce terme moyenné sur la largeur du canal peut être estimé, pour l'expérience 6, à partir du bilan d'énergie effectué précédemment (cf. §4.4) et de l'équation 4.7 :

$$g\beta \frac{1}{b} \int_0^b \overline{\theta' u'(x)} . dy = \frac{g\beta (\dot{P}_p(x) - \dot{P}_f(x))}{\rho C_p \text{Porte}(x) b l}. \quad (4.13)$$

Les deux termes de production d'énergie cinétique turbulente sont comparés en fonction de la hauteur sur la figure 4.22(b). Ces deux termes ne pouvant être mesurés précisément, des estimations sont présentées ici ; la valeur maximale du terme 1 obtenue à partir des profils de la figure 4.22(a) est donc comparée à une estimation du terme 2 faite à partir de l'équation 4.13. Cette figure montre qu'avant la transition ($x/H \lesssim 0,7$) les deux termes de production sont du même ordre de grandeur, les fluctuations sont donc induites par le cisaillement dans le canal et par le flux de chaleur turbulent. Cependant, si aucun de ces deux phénomènes ne peut être négligé, l'estimation du terme $\overline{u'\theta'}$ ne permet pas de conclure qu'il est effectivement plus grand que l'autre terme de production. En effet, comme cela a été mentionné à la fin du paragraphe 4.3.2.1, l'entrée du canal est à une température moyenne constante et par conséquent, proche de l'entrée, le terme $g\beta u'\theta'$

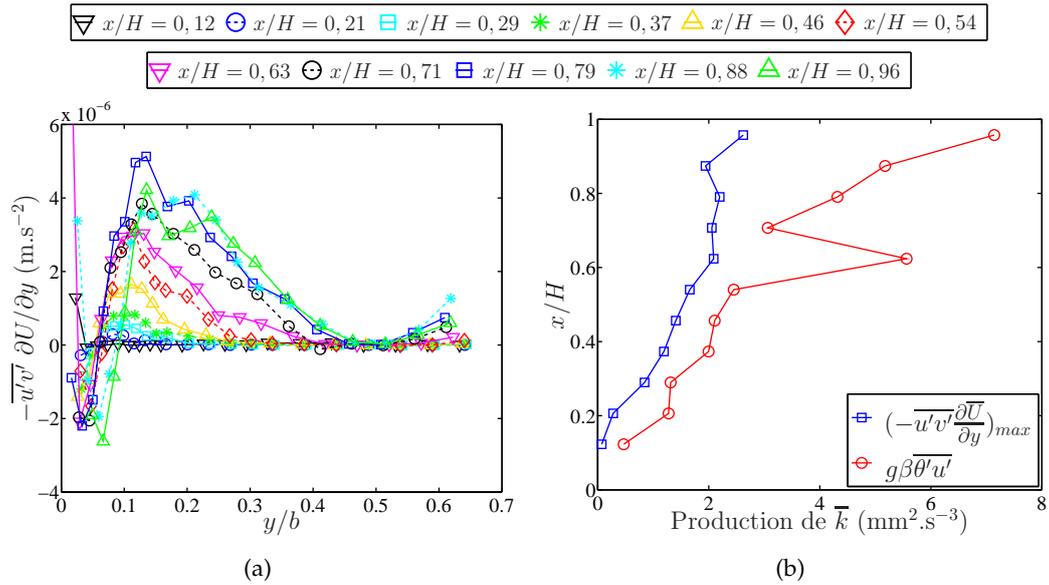


FIGURE 4.22 – (a) Estimation du terme 1 de l'équation 4.11. (b) Comparaison des termes 1 et 2 de l'équation 4.11.

devrait être négligeable, ce qui n'est pas le cas sur la figure 4.22(b). Ceci donne une idée de l'erreur commise sur l'estimation de ce terme. Par conséquent, dans ce modèle la production d'énergie cinétique turbulente sera supposée due principalement au cisaillement, avec une composante thermique qui augmente jusqu'à la zone de transition. Après la transition, le terme de production d'origine thermique prend le dessus tandis que l'autre terme semble stagner (à cause de la chute du cisaillement). La turbulence dans la zone 3 est donc alimentée directement par le flux d'énergie thermique fluctuant.

Cette figure confirme le modèle proposé dans la section 4.3 :

- Avant la transition : zone 1 et 2, écoulement cisailé, les fluctuations augmentent principalement sous l'effet du cisaillement et dans une moindre mesure sous l'effet des fluctuations de température ;
- Après la transition : zone 3, écoulement mélangé, le cisaillement diminue mais le niveau des fluctuations se stabilise car elles sont directement alimentées par l'énergie thermique injectée dans le canal.

4.6 Synthèse

L'étude de la cinématique et de la thermique de l'écoulement dans le canal pour les expériences 6 et 7 a permis de mettre en évidence un changement de régime d'écoulement dans le canal. Les profils de vitesse et de température moyennes dans le canal ainsi que ceux des fluctuations associées à ces deux grandeurs ont été présentés ici. Un modèle zonal a été développé pour décrire le changement de régime à partir de l'étude des profils et des bilans d'énergie et d'énergie cinétique turbulente.

L'étude de l'écoulement sur la hauteur du canal permet de le séparer en 3 zones : une zone de proche paroi (1) et une zone neutre (2) avant la transition et une zone de brassage (3) après.

La zone 1 sert de moteur à l'écoulement ; i.e. la quasi-totalité de l'énergie ther-

mique injectée aux parois reste dans cette zone et sert à accélérer le fluide. Cette accélération produit un fort cisaillement dans le canal qui a pour effet d'augmenter les fluctuations de vitesse. Dans cette zone, l'augmentation des fluctuations de température contribue aussi, mais certainement dans une moindre mesure, à l'augmentation des fluctuations de vitesse.

La zone 2 est quasiment isotherme ; i.e. elle est entraînée par l'écoulement accéléré en proche paroi (zone 1) mais ralentit avec l'altitude par conservation du débit (la zone 1 accélère). En entrée ($x/H \lesssim 0,4$), une relaminarisation est observée jusqu'à ce que le cisaillement dans le canal soit suffisamment important et que les fluctuations de vitesse se mettent à augmenter.

Dans les zones 1 et 2, il y a une compétition entre le transfert de chaleur en paroi, qui tend à augmenter le cisaillement et les fluctuations de vitesse, qui tendent à mélanger l'écoulement et à l'homogénéiser. Une transition est observée au moment où le mélange turbulent prend le dessus et réduit le cisaillement, c'est la zone 3.

Dans la zone 3, le mélange turbulent prédomine, le cisaillement dans le canal diminue et l'écoulement au centre se réchauffe. L'analyse du bilan d'énergie et du transport d'énergie cinétique turbulente a montré que, dans la zone 3, le transfert de chaleur fluctuant augmente et est responsable du maintien du niveau des fluctuations. En effet, dans cette zone, le cisaillement diminue mais sa diminution n'entraîne pas de baisse de l'agitation turbulente. Cette agitation est alimentée par l'énergie thermique injectée aux parois.

La section 4.2.1 a montré qu'un changement de régime était aussi observé sur l'évolution du transfert de chaleur local (Nu_x) en fonction du nombre de Rayleigh local (Ra_x^*). Il est possible maintenant de mieux interpréter cette évolution en s'appuyant sur l'étude cinématique et thermique de l'écoulement. La figure 4.23(a) reprend la figure 4.4(a) ; trois parties peuvent être distinguées sur cette figure, comme le montre le schéma 4.23(b).

La zone A, qui s'arrête aux alentours de $Ra_x^* = 10^{10}$, n'a pas pu être correctement étudiée car pour les expériences 6 et 7, elle correspond respectivement aux quatre premières et aux trois premières chaufferettes (cf. tab. 4.1). Cependant les expériences faites à plus petits Rayleigh (1 à 4) la mettent en évidence. Dans cette zone, l'écoulement est assez calme et il est possible de considérer que la quasi-totalité de l'énergie thermique est transportée en proche paroi par l'écoulement moyen ; i.e. la part de l'écoulement fluctuant dans le transport d'énergie (\dot{P}'_f) est négligeable.

La zone B correspond à l'écoulement observé avant la transition lors des expériences 6 et 7. La caractérisation de cet écoulement a permis de situer la transition aux alentours de $Ra_x^* = 2.10^{11}$ (cf. fig. 4.7). Dans cette partie, le transfert de chaleur s'effectue principalement dans la zone 1 par l'écoulement moyen, mais l'écoulement fluctuant n'est plus négligeable, il est de l'ordre de 20%.

Enfin, la zone C correspond à l'écoulement après la transition. Dans cette zone, l'écoulement turbulent se développe sur l'ensemble du canal, le transfert de chaleur fluctuant augmente avec la hauteur ; et ce transfert de chaleur alimente la turbulence.

4.7 Conséquence du changement de régime sur la pression

La pression dans le canal ne peut pas être mesurée, mais elle peut être estimée grâce au bilan de quantité de mouvement. D'après l'équation 4.9, celui-ci s'écrit selon x :

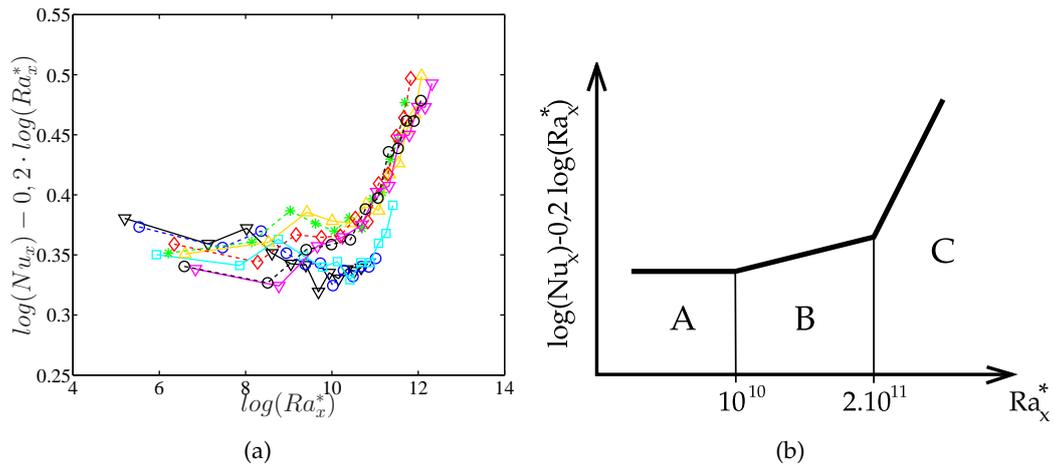


FIGURE 4.23 – Modélisation de l'évolution du transfert de chaleur local.

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{U}^2}{\partial x}}_1 + \underbrace{\frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x}}_2 + \underbrace{\frac{\partial \bar{U}\bar{V}}{\partial y}}_3 + \underbrace{\frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y}}_4 = \underbrace{g\beta\bar{\Delta T}}_5 - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}_m}{\partial x}}_6 + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2}}_7 + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2}}_8. \quad (4.14)$$

Avec les mesures de température et de vitesse effectuées, les ordres de grandeur de tous les termes au centre du canal mis à part celui du terme de pression (6) peuvent être évalués. Chaque terme a été évalué au centre du canal ($y/b = 0, 5$) et tracé en fonction de la hauteur (x) sur les figures 4.24 à 4.27. Une modélisation simple est proposée pour chaque terme en prenant en compte les tendances des profils présentés dans les sections précédentes. Par exemple, le calcul des dérivées n'étant pas très précis à cause de la discrétisation spatiale, elles ont été modélisées à partir d'analyses qualitatives des profils bruts. Il faut préciser que dans cette section x désigne la hauteur réelle dans le canal ; i.e. en prenant en compte l'entrée adiabatique. Auparavant, les profils étaient présentés en fonction de la hauteur adimensionnée (x/H) qui correspondait à la hauteur chauffée. Pour rappel, la hauteur des parois est de 65 cm tandis que la hauteur chauffée est de 61,1 cm (60 cm correspondant à la hauteur des 12 chaufferettes et 11 mm à celle des 11 rainures les séparant).

La figure 4.24(a) présente l'évolution de la vitesse moyenne verticale au carré au centre (ce qui correspond à la vitesse minimale). L'évolution est modélisée par deux droites avec une diminution avant la transition et une augmentation après. L'ordre de grandeur de la valeur absolue du terme 1 est de 10^{-4} m.s^{-2} .

La figure 4.24(b) montre l'évolution de l'écart-type de vitesse verticale au carré en fonction de la hauteur. En négligeant sa diminution à cause de la relaminarisation en entrée, ce terme peut être considéré constant avec deux paliers de part et d'autre de la transition et une augmentation brusque entre les deux. Le terme 2 est donc nul sur la hauteur sauf au niveau de la transition où il est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}$.

Le terme 3 de l'équation 4.14 est tracé en fonction de la hauteur dans le canal sur la figure 4.25(a). Ce terme peut être considéré comme constant avant la transition et comme diminuant linéairement après. Il est de l'ordre de 10^{-5} m.s^{-2} avant la transition et vaut en moyenne $-10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$ après.

Le terme 4 est représenté sur la figure 4.25(b). Avant la transition, il diminue

4.7. Conséquence du changement de régime sur la pression

Termes de l'éq. 4.14	1	2	3	4	5	6	7	8
Ordre de grandeur (m ² .s ⁻¹)	-10 ⁻⁴	0	10 ⁻⁵	-5.10 ⁻⁵	0	/	0	10 ⁻⁵

TABLE 4.2 – Ordres de grandeur des termes de l'équation 4.14 avant la transition.

Termes de l'éq. 4.14	1	2	3	4	5	6	7	8
Ordre de grandeur (m ² .s ⁻¹)	10 ⁻⁴	0	-10 ⁻⁴	-4.10 ⁻⁴	10 ⁻³	/	0	10 ⁻⁵

TABLE 4.3 – Ordres de grandeur des termes de l'équation 4.14 après la transition.

linéairement, puis il y a un saut et il devient constant après la transition. Il est de l'ordre de 10⁻⁵ m.s⁻² avant la transition et de -4.10⁻⁴ m.s⁻² après.

La figure 4.26 présente l'évolution du terme 5 en fonction de la hauteur dans le canal. Pour ce terme de flotabilité, le choix de la température d'entrée est très sensible car ce terme est prédominant. Comme mentionné auparavant lors du découpage en zone, l'évolution en température dans la zone 2 est négligée et le terme 5 sera considéré comme linéaire en x dans la zone 3. Ce terme est prédominant puisqu'il est de l'ordre de 10⁻³ m.s⁻² dans la zone de brassage.

Pour estimer le premier terme de viscosité (7), la vitesse moyenne verticale au centre a été tracée en fonction de la hauteur sur la figure 4.27(a). Son évolution peut être considérée comme linéaire de part et d'autre de la transition et donc le terme 5 peut être considéré comme nul.

Enfin, le terme 8 est présenté sur la figure 4.27(b). Son évolution est difficile à commenter étant donnée l'incertitude sur le calcul de la dérivée seconde à partir de mesures si espacées. Cependant, il est de l'ordre de 10⁻⁵ m.s⁻² et donc négligeable même si les incertitudes sont grandes.

Tous ces ordres de grandeur sont recensés dans les tableaux 4.2 et 4.3. Cette première analyse des ordres de grandeur signale que les termes 2 et 7 sont négligeables partout, ainsi que le terme 8 dans un premier temps, ce qui correspond à l'approximation de couche limite classique.

L'analyse de ces résultats montre que de part et d'autre de la transition, deux des termes mesurés prédominent. Avant la transition (zone 2), les termes 1 et 4 prédominent tandis qu'après, ce sont les termes 4 et 5. Étant donné leur signe, ces termes ne peuvent pas se compenser dans l'équation 4.14. Par conséquent, la seule possibilité de rendre vraie cette équation à l'ordre 0 est que ces termes soient équilibrés par le terme de pression (terme 6). Ainsi en $y/b = 0, 5$, avant la transition :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial x} \sim \frac{\partial \overline{U}^2}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}; \quad (4.15)$$

et après la transition :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial x} \sim g\beta\overline{\Delta T} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}. \quad (4.16)$$

Pour la suite de l'analyse, le terme 4 ne sera pas pris en compte dans les estimations car il reste inférieur à l'autre terme dominant. Par conséquent, avant la transition :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial x} \sim -\frac{\partial \overline{U}^2}{\partial x}; \quad (4.17)$$

et après la transition :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial x} \sim g\beta \overline{\Delta T}. \quad (4.18)$$

Jusqu'à présent, les études sur la convection naturelle en canal vertical ont toujours considéré que l'écoulement en sortie de canal était assimilable à celui d'un jet en atmosphère libre. La pression en sortie de canal était donc considérée comme égale à la pression atmosphérique à la même altitude. En 1982, Penot et Dalbert [66] ont été les premiers à introduire la notion de pression motrice P_m ($P_m = P + \rho g x$) et à considérer une dépression en entrée de canal due à l'écoulement de convection naturelle. Cette dépression en entrée peut être calculée à partir de l'équation de Bernoulli sur une ligne de courant entre l'entrée et l'infini où le fluide est immobile :

$$\overline{P}_{me} = -\frac{1}{2} \rho_0 \overline{U}_e^2; \quad (4.19)$$

où \overline{U}_e est la vitesse moyenne en entrée.

Lors de l'expérience 6, le débit dans le canal est de $8,75 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (cf. §3.4.2) soit une vitesse moyenne en entrée $\overline{U}_e = 6,3 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. La dépression en entrée est donc de l'ordre de $\overline{P}_{me} = -20 \text{ mPa}$.

L'évolution de la pression au centre en fonction de la hauteur est représentée sur la figure 4.28(a). Dans la zone 2, l'équation 4.17 montre que le gradient de pression vertical est de l'ordre de $10^{-1} \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1}$. La pression augmente quasi-linéairement dans cette zone pour atteindre environ 30 mPa au niveau de la transition ($x \sim 0,5 \text{ m}$).

Dans la zone 3, la poussée d'Archimède domine (éq. 4.18). La figure 4.26 montre que $g\beta \overline{\Delta T}$ est linéaire en x après la transition ; la pression augmente donc de façon parabolique dans cette zone. La pression ainsi calculée en sortie est de l'ordre de 110 mPa (voir fig. 4.28(a)), ce qui est complètement différent de la pression nulle annoncée par le modèle de jet en atmosphère libre.

Ces estimations, effectuées au centre du canal ($y/b = 0,5$), peuvent être raisonnablement élargies à l'ensemble de la zone 2, mais ne couvrent pas toute la largeur du canal. Pour avoir accès à la forme des profils de pression, il faut étudier l'équation bilan de quantité de mouvement selon y :

$$\frac{\partial \overline{V}^2}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{UV}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial y^2} \right). \quad (4.20)$$

D'après l'approximation de couche limite, validée avec l'étude des ordres de grandeur, la majorité des termes de cette équation peuvent être négligés pour n'en garder plus que 2 :

$$\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}_m}{\partial y}. \quad (4.21)$$

La pression motrice dans le canal peut donc être écrite comme :

$$\overline{P}_m(x, y) = -\rho \overline{v'^2}(x, y) + \overline{P}_m(x, y = 0); \quad (4.22)$$

où la fonction $\overline{P}_m(x, y = 0)$ correspond à l'évolution de la pression à la paroi. En première approximation, les profils des fluctuations de vitesse horizontale (voir

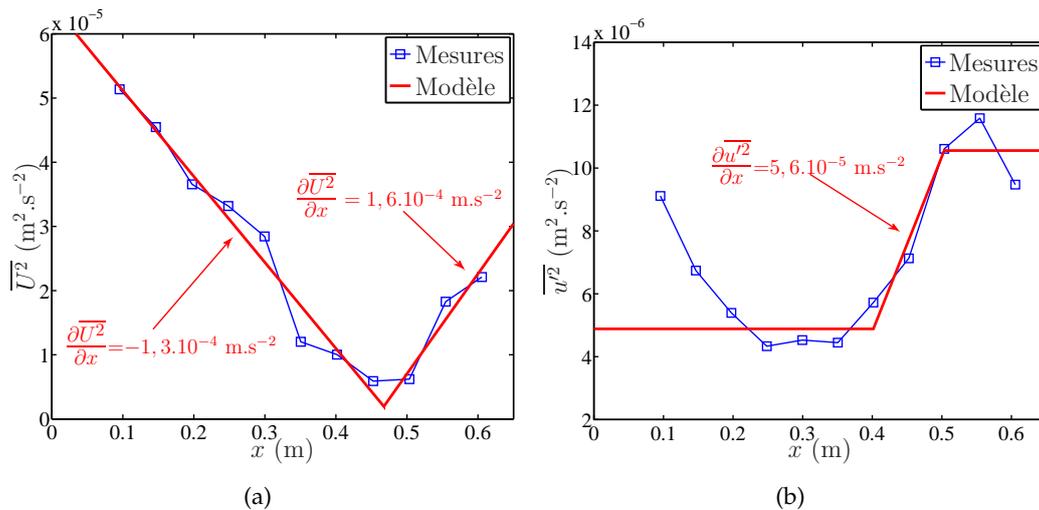


FIGURE 4.24 – Représentation et modélisation des termes 1 (a) et 2 (b) de l'équation 4.14 en $y/b = 0,5$.

fig. 4.13) peuvent être considérés comme plats sur toute la zone 2 et linéaires dans la zone 1 jusqu'à rejoindre 0 à la paroi. Ainsi, la pression décroît de la paroi vers l'écoulement et est constante au centre du canal. Le demi-profil de pression est schématisé sur la figure 4.28(b) ; l'écart entre la pression à la paroi et celle au centre ($\delta P_m = \rho v'^2(x, y = 0,5b)$) est très faible, de l'ordre de quelques mPa. La pression calculée en sortie au centre du canal est donc bien positive sur tout le profil et l'hypothèse de jet en atmosphère libre ne peut être respectée pour ces expériences.

L'étude des bilans de quantité de mouvement a permis de modéliser l'évolution de la pression motrice dans le canal. Celle-ci est négative en entrée, puis elle augmente quasi-linéairement avant la transition et de façon parabolique après. Suivant y , la pression peut être considérée constante au centre du canal (zone 2) et linéairement croissante en se rapprochant de la paroi (dans la zone 1). L'allure des profils et l'évaluation des gradients de pression verticaux indiquent que celle-ci est positive en sortie de canal ce qui n'avait jamais été montré puisque jusqu'à présent, la pression motrice était considérée nulle en sortie d'après l'hypothèse de jet en atmosphère libre. De plus, la transition a pour effet de créer une nette augmentation de la pression dans le canal. En effet, avant la transition la pression augmente doucement avec la diminution de la vitesse au centre, mais après la transition, l'apparition du terme de température (très supérieur aux autres) induit une forte augmentation de pression.

4.8 Approche globale du changement de régime

Les sections précédentes ont mis en évidence un changement de régime d'écoulement dans le canal et ont décrit les comportements des deux régimes en détail. Ces études ont été faites à partir des expériences 6 et 7 en fonction de la hauteur dans le canal. Cependant, les corrélations entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh locaux n'ont pas permis de rassembler parfaitement les courbes, ce qui montre qu'ils ne sont peut-être pas les nombres caractéristiques les plus représentatifs de ces écoulements.

Une approche globale est donc développée ici à partir des données mesurées en sortie sur les expériences 1 à 7 (cf. tab. 3.1).

4. Analyse thermique et cinématique de l'écoulement

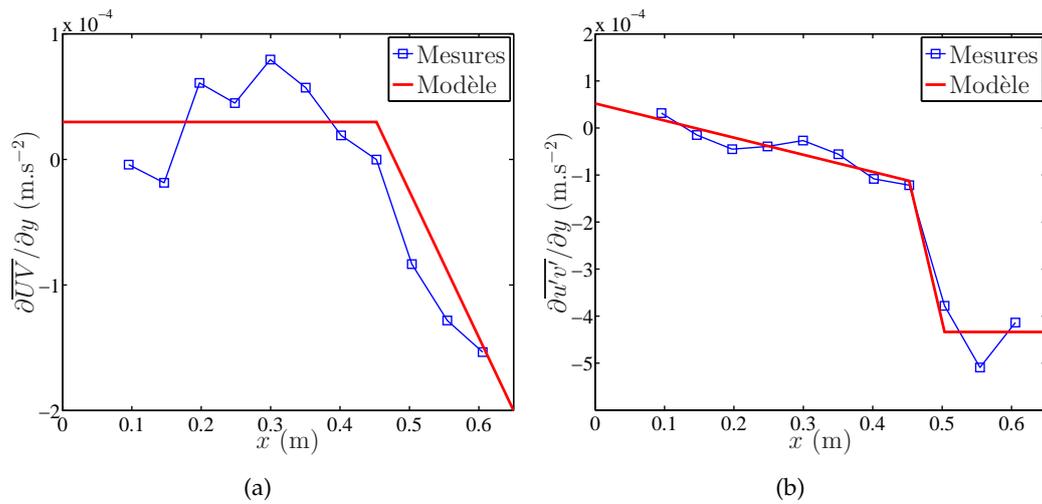


FIGURE 4.25 – Représentation et modélisation des termes 3 (a) et 4 (b) de l'équation 4.14 en $y/b = 0,5$.

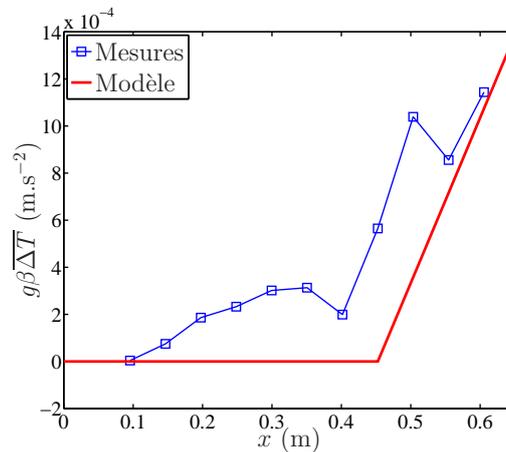


FIGURE 4.26 – Représentation et modélisation du terme 5 de l'équation 4.14 en $y/b = 0,5$.

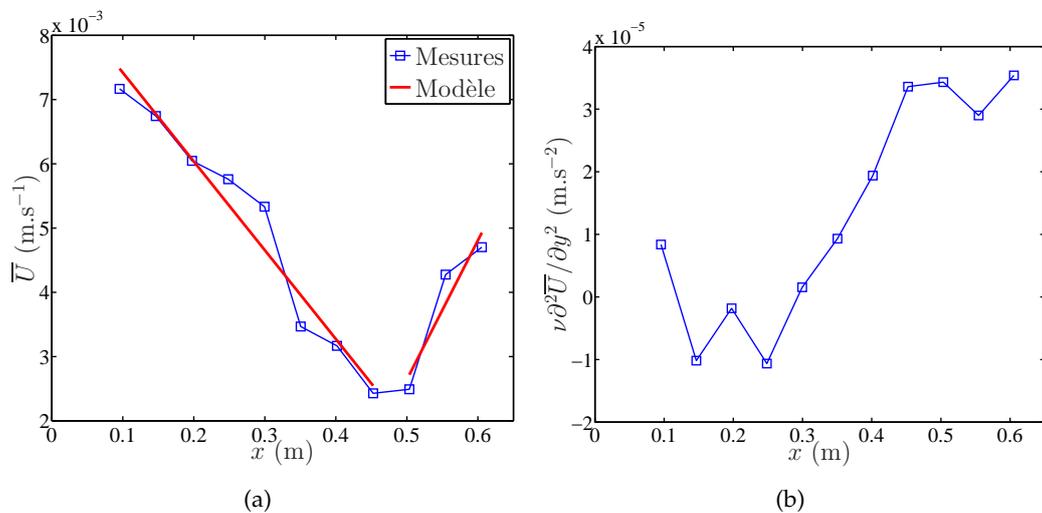


FIGURE 4.27 – Représentation et modélisation des termes 7 (a) et 8 (b) de l'équation 4.14 en $y/b = 0,5$.

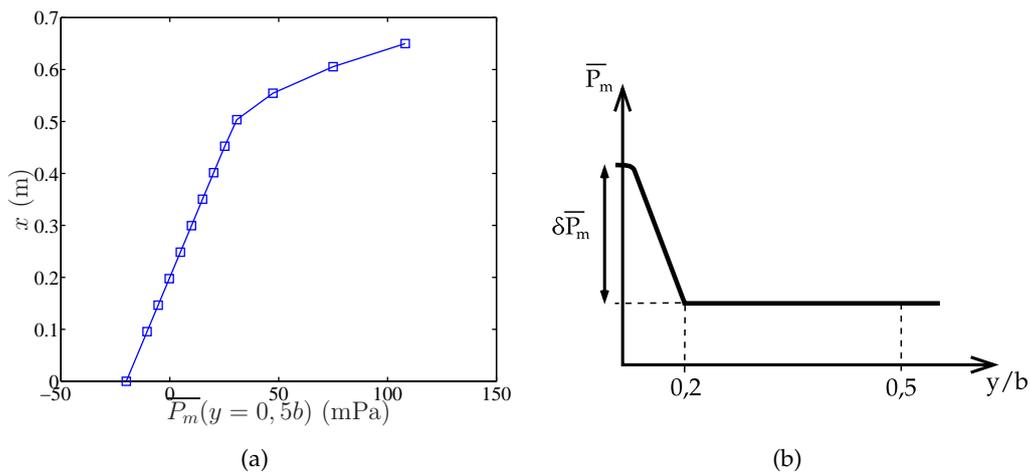


FIGURE 4.28 – (a) Évolution de la pression au centre en fonction de la hauteur. (b) Forme du profil de pression sur le demi-canal.

4.8.1 Évolution du transfert thermique global et du débit

Tel que discuté au chapitre 1, la majorité des études sur la convection naturelle en canal vertical portent sur la détermination de corrélations décrivant l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh modifié. Ces études s'intéressent au transfert thermique global dans le canal, ces deux nombres sont basés sur sa largeur (voir §1.3.1.3 p. 26). Dans le cas présent (densité de flux de chaleur imposée), ils s'écrivent :

$$Ra_b^* = \frac{g\beta qb^5}{\lambda\nu aH} = Ra_x^* \left(\frac{b}{x}\right)^4 ; \quad (4.23a)$$

$$Nu_b = \frac{qb}{\lambda\Delta T_{moy}} ; \quad (4.23b)$$

où ΔT_{moy} est l'écart entre les températures de paroi et d'entrée, moyenné sur la hauteur de la paroi ($\Delta T_{moy} = \frac{1}{H} \int_0^H (T_p - T_e).dx$). De même que pour le Nusselt local, la dissymétrie des températures de parois est prise en compte en moyennant les Nusselt calculés à partir des ΔT_{moy} gauche et droite.

Sur la figure 4.29(a), pour chaque expérience (1 à 8, cf. tab. 3.1 p. 86), le nombre de Nusselt global du canal est tracés en fonction du nombre de Rayleigh modifié. Ce graphique montre que les 8 expériences suivent deux lois de comportement différentes : les expériences 1 à 3 sont proportionnelles au Rayleigh à la puissance 0,21 (trait plein bleu) tandis que les 5 autres suivent une loi à la puissance 0,24 (pointillés rouges). Cette observation est renforcée par la figure 4.29(b) sur laquelle la première loi de puissance a été retranchée aux nombres de Nusselt. Ce changement de comportement aux alentours de $Ra_b^* = 10^7$ illustre bien la présence du changement de régime étudié précédemment qui favorise les transferts convectifs dans le canal.

La figure 4.30 présente l'évolution du nombre de Reynolds (Re , cf. éq. 1.8 p. 28) en fonction du nombre de Rayleigh modifié global (Ra_b^* , éq. 4.23a). Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes caractérisées au chapitre précédent (cf. §3.5.2 p. 109). Contrairement au transfert de chaleur, le changement de régime n'est pas visible sur l'évolution du débit. Au contraire, ce dernier semble suivre une loi en

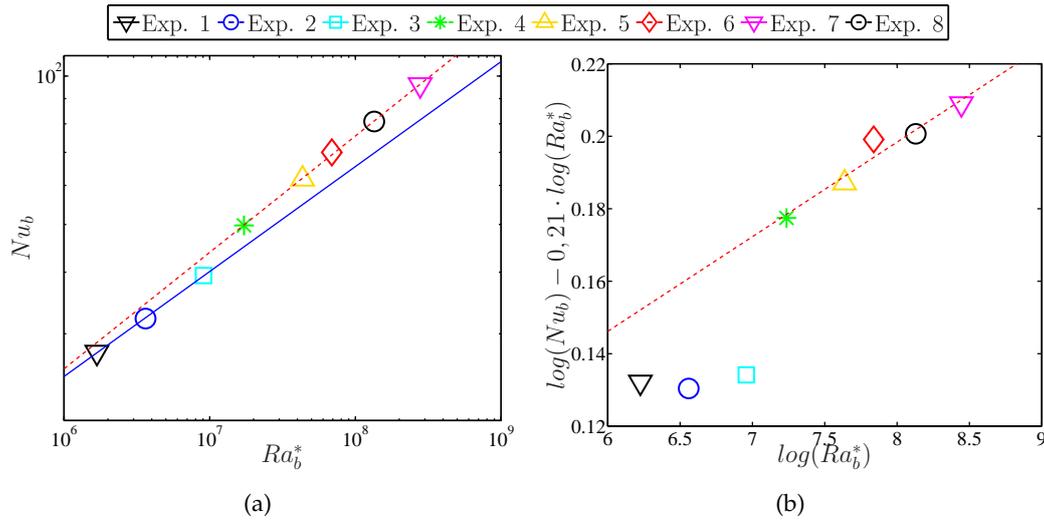


FIGURE 4.29 – (a) Évolution, sur l'ensemble des expériences (cf. tab. 3.1 p. 86), du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh modifié, tous les deux basés sur l'écartement du canal (cf. eqs. 4.23a et 4.23b). Les deux droites de pentes 0,21 (trait plein bleu) et 0,24 (pointillés rouges) illustrent le changement de régime en sortie entre les expériences 1 à 3 et 4 à 8. (b) Mise en évidence du changement de régime au niveau des échanges convectifs : les nombres de Nusselt ont été tracés en retranchant la droite en trait plein bleu.

puissance : $Re = 0,68Ra_b^{*0,46}$. Soit les barres d'erreur sont trop grandes pour observer le changement de régime ; soit celui-ci n'a pas lieu et l'augmentation du transfert de chaleur dans le canal n'induit pas une augmentation du débit. Cette observation justifie cette étude : le lien entre cinématique et thermique n'est peut-être pas détectable avec une étude globale sur les grandeurs adimensionnées (Nu et Re), mais nécessite une analyse détaillée des profils de vitesse et de température dans le canal.

Regardons maintenant si le changement de régime observé sur la hauteur peut être caractérisé simplement à partir des données en sortie.

4.8.2 Caractérisation globale du changement de régime

La figure 4.31(a) présente le cisaillement global ($\frac{\mu\Delta\bar{U}}{b}$) en sortie, adimensionné par $\frac{\mu\bar{U}_{max}}{H}$ en fonction du nombre de Rayleigh global (Ra_b^*). Le changement de régime apparaît clairement sur cette figure qui montre que le cisaillement diminue fortement entre les 3 premières expériences et les 4 dernières. La transition ici se situe clairement à $Ra_b^* = 10^7$.

Les profils des expériences 1 à 5 n'ayant pas été faits en coïncidence (cf. §3.1.2 p. 87) seuls les profils des fluctuations de vitesse verticale et horizontale (σ_U et σ_V) sont disponibles. De même que précédemment (§4.3.2) le lien entre le cisaillement global et la valeur maximale des fluctuations de vitesse verticale avant la transition est mis en évidence sur la figure 4.31(b) en comparant les deux termes de contrainte : $\rho\overline{u'^2}$ et $\frac{\mu\Delta\bar{U}}{b}$. Cette figure montre que les observations faites en fonction de la hauteur se retrouvent en sortie : les fluctuations de vitesse verticale sont générées par le cisaillement avant la transition ($Ra_b^* \sim 10^7$) et sont alimentées par d'autres phénomènes après, puisque leur niveau augmente bien que le cisaillement

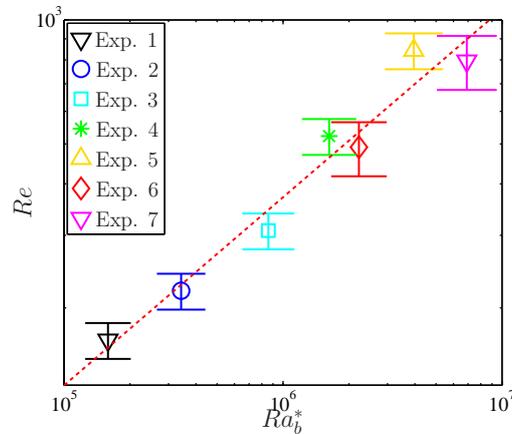


FIGURE 4.30 – Évolution du nombre de Reynolds (Re , cf. éq. 1.8 p. 28) en fonction du nombre de Rayleigh modifié basé sur la largeur (Ra_b^* , éq. 4.23a) calculé à partir des expériences 1 à 7.

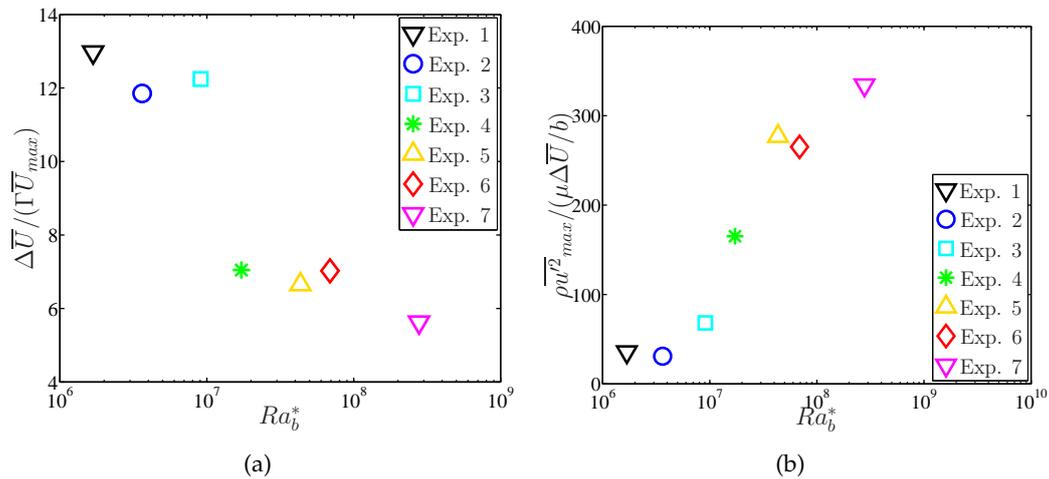


FIGURE 4.31 – (a) Évolution, sur les expériences 1 à 7 en sortie ($x/H = 0,96$), du cisaillement global ($\frac{\mu\Delta\bar{U}}{b}$) adimensionné par $\frac{\mu\bar{U}_{max}}{H}$ en fonction du nombre de Rayleigh modifié basé sur la largeur (Ra_b^*). (b) Comparaison entre la valeur maximale des fluctuations de vitesse verticale sous la forme de contrainte et le cisaillement global en fonction de la hauteur dans le canal.

diminue.

L'analyse globale de l'écoulement confirme les observations faites précédemment (cf. §4.6). Cela montre que la transition peut être détectée à partir des profils en sortie, ce qui est en général plus facile expérimentalement.

4.9 Conclusions

Ce chapitre a été consacré à la présentation des résultats obtenus lors des expériences 1 à 7 (cf. 3.1) et à la caractérisation cinématique et thermique de l'écoulement dans le canal.

L'analyse des spectres de vitesse et de température faite dans la première section a permis de déterminer une fréquence caractéristique de l'écoulement autour de 0,1 Hz. Cependant, les faibles taux d'acquisition obtenus avec le système de LDV ne permettent pas d'approfondir ce type d'étude.

La seconde partie s'est appliquée à la description et à la caractérisation du changement de régime d'écoulement observé dans le canal à $Ra_x^* = 2 \cdot 10^{11}$ lors des expériences 6 et 7. Ce changement de régime est caractérisé par une augmentation du transfert de chaleur en paroi due au développement de la turbulence dans le canal. L'analyse zonale développée dans la troisième section a montré qu'avant le changement de régime, l'écoulement s'apparente à un écoulement cisailé et la majeure partie de l'énergie thermique est évacuée par une couche située près de la paroi. De plus, le cisaillement est principalement responsable de l'augmentation des fluctuations de vitesse et donc du mélange turbulent. Après la transition, le mélange turbulent étend ce transport à l'ensemble du canal, favorisant ainsi l'échange thermique global en homogénéisant les profils de température et de vitesse moyenne. Dans les parties 4 et 5, l'étude des bilans d'énergie et de transport d'énergie cinétique turbulente a montré qu'après la transition, les fluctuations ne sont plus alimentées par le cisaillement, qui diminue à cause du mélange turbulent, mais directement par l'énergie thermique injectée en paroi. Cette énergie thermique alimente aussi les fluctuations avant la transition mais dans une moindre mesure puisque le cisaillement prédomine. La section 6 fait une synthèse des 4 sections précédentes sur le changement de régime d'écoulement et analyse plus finement l'évolution du transfert convectif local (Nu_x) à la lumière de ces résultats.

Dans la section 7, une méthode a été développée pour estimer la pression dans le canal en fonction de la hauteur. Cette méthode est basée sur l'estimation des différents termes des équations bilan de quantité de mouvement à partir des mesures. Il ressort que la pression est croissante sur toute la hauteur du canal ; les profils horizontaux sont quasi-constants au centre et augmentent vers les parois. Par ailleurs, le changement de régime a pour effet de considérablement augmenter la pression dans le canal car celle-ci doit compenser l'augmentation de la flottabilité au centre du canal. La pression ainsi calculée en sortie est supérieure à la pression atmosphérique, ce qui va à l'encontre de l'hypothèse de jet en atmosphère libre habituellement faite dans les modèles numériques.

Enfin, la dernière partie montre que le changement de régime peut également être observé à partir des données globales (en sortie de canal), ce qui facilite son étude sur des installations expérimentales. Il se caractérise par l'augmentation du nombre de Nusselt global, mais aussi par la diminution du cisaillement dans le canal en sortie. De plus, dans un canal sans transition les fluctuations de vitesse verticale sont quasi-proportionnelles au cisaillement global dans le canal, tandis qu'en présence d'une transition celles-ci augmentent alors que ce dernier diminue.

Conclusions et Perspectives

Synthèse générale

L'intégration à grande échelle de panneaux photovoltaïques aux bâtiments en configuration de double-peau nécessite une bonne compréhension des couplages entre les différents phénomènes physiques intervenant dans ce type de système. Cette compréhension passe par un travail de recherche en amont sur chaque phénomène. Cette thèse est consacrée à l'étude de la convection naturelle dans les canaux verticaux sans prendre en compte le rayonnement entre les parois.

Afin de simplifier le problème, la double-façade est modélisée par un canal vertical avec chauffage pariétal. La revue bibliographique du chapitre 1 a mis en évidence plusieurs manques sur l'étude de la convection naturelle en canal vertical :

- peu d'études fournissent des mesures de vitesse et de température dans le canal ;
- la majorité des études couvre de faibles nombres de Rayleigh ($Ra_b^* < 10^5$) et il manque des données expérimentales en régime turbulent à grands nombres de Rayleigh ;
- trop peu d'études s'intéressent aux couplages cinématique-thermique (notamment à cause d'un manque de mesures de vitesse) ;
- le couplage entre convection et rayonnement reste encore mal compris.

Pour remédier à ces problèmes, un banc d'essais, présenté dans le chapitre 2, a été développé au laboratoire. C'est un canal vertical placé dans l'eau pour se placer dans le cas d'un écoulement de convection pure (pas de rayonnement entre les parois) dimensionné par analogie avec le canal en air déjà présent au laboratoire. Le chauffage des parois est fait avec une condition de densité flux de chaleur imposé et différentes configurations de chauffage (uniforme, alterné, symétrique ou non...) peuvent être appliquées. Un dispositif couplant un système de LDV deux composantes (horizontale et verticale) à un micro-thermocouple de 25 μm de diamètre a été conçu pour mesurer la vitesse et la température en tout point du canal. De plus, les températures et les flux de chaleur en paroi sont mesurés à l'aide de thermocouples et de fluxmètres. Tous les capteurs et leur chaîne d'acquisition ont été étalonnés.

Le banc d'essais a été caractérisé dans le chapitre 3. Les quatre campagnes de mesures menées au cours de cette thèse ont été présentées et les différentes mesures de vitesse (en proche paroi ou sur la largeur du canal) ont été décrites. Les traitements appliqués aux mesures pour l'exploitation ont été détaillés et les incertitudes liées à la conception du banc (géométrie du canal, conditions aux limites) et aux systèmes de mesure ont été estimées et traduites en termes d'incertitudes sur les nombres adimensionnels caractéristiques.

Le dernier chapitre a été consacré à la présentation et à l'exploitation des résultats obtenus lors des quatre campagnes de mesure. Ces campagnes ont été faites

avec une condition de chauffage uniforme symétrique pour des nombres de Rayleigh modifiés (Ra_b^*) compris entre 10^6 et 10^9 . Les profils de vitesse et de température moyennes ainsi que ceux des fluctuations ont été présentés et analysés. L'étude de ces profils en fonction de la hauteur dans le canal a permis de mettre en évidence un changement de régime d'écoulement. Ce changement de régime est caractérisé par l'augmentation du transfert convectif et la diminution de la température en paroi. Trois zones ont été définies sur le demi-canal : une zone proche paroi et une zone neutre au centre avant la transition et une zone de brassage après.

La zone de proche paroi sert de moteur à l'écoulement, la quasi-totalité de l'énergie thermique injectée à la paroi reste confinée dans cette zone et sert à accélérer le fluide. La zone neutre, pratiquement isotherme, est entraînée par la zone de proche paroi et ralentie avec la hauteur par conservation du débit. L'écoulement avant la transition est donc un écoulement cisailé et les fluctuations de vitesse augmentent avec le cisaillement dans le canal. Une compétition s'installe alors entre le chauffage en paroi qui tend à augmenter le cisaillement et le mélange turbulent, créé par le cisaillement, qui tend à uniformiser l'écoulement et donc à réduire le cisaillement. Lorsque ce mélange turbulent devient suffisamment important, un changement de régime d'écoulement se produit, c'est la zone de brassage. Dans cette zone, située après la transition, l'écoulement est mélangé, homogénéisé par le mélange turbulent, le cisaillement diminue et le centre du canal se réchauffe. Les fluctuations de vitesse ne sont donc plus alimentées par le cisaillement mais directement par le flux de chaleur turbulent. En effet, une analyse des termes de production d'énergie cinétique turbulente montre une compétition entre la production d'origine visqueuse qui domine en entrée de canal et celle d'origine thermique qui croît avant la transition et domine après. Cette analyse du comportement permet de proposer une explication de la forme des courbes de comportement donnant le nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Rayleigh local le long du canal.

Par ailleurs, ce changement de régime a aussi été caractérisé à partir des profils en sortie de canal pour sept nombres de Rayleigh différents. Cette étude fait le lien entre analyse locale en fonction de la hauteur (Ra_x, Nu_x) et analyse globale en sortie (Ra_b, Nu_b). Elle montre que la diminution du cisaillement après la transition et le lien entre cisaillement et fluctuations de vitesse peuvent aussi être mis en évidence à partir de l'analyse globale. Cette conclusion ouvre des perspectives pour la caractérisation d'écoulements dans des prototypes où les mesures locales sont plus difficiles à réaliser.

Enfin, l'évolution de la pression dans le canal a été décrite et quantifiée à partir de l'estimation des différents termes des équation bilan de quantité de mouvement. Cette étude a montré qu'à une altitude donnée, la pression est quasiment constante au centre du canal et augmente au niveau des couches limites. De plus, l'estimation de la pression le long du canal a montré que celle-ci augmente et devient supérieure à la pression atmosphérique en sortie de canal. Ce résultat remet en question l'utilisation de l'hypothèse de jet en atmosphère libre couramment utilisée dans les études numériques.

Perspectives

Cette étude sur la convection naturelle en canal vertical a permis de caractériser l'écoulement dans le canal avec une condition de chauffage uniforme symétrique. Cette caractérisation a mis en évidence un changement de régime qui se traduit par une augmentation du transfert convectif dans le canal. Certaines améliorations devront cependant être apportées au banc d'essais : le système de réglage de la

géométrie devra être revue pour améliorer la précision sur la largeur du canal ; et le système de refroidissement devra être amélioré pour éviter les différences de débit entre les deux diffuseurs de refoulement.

Ces résultats devront être complétés par une analyse temporelle plus approfondie, notamment en cherchant à améliorer le taux d'acquisition des mesures de vitesse et l'utilisation de la PIV. De plus, une étude de la sensibilité de la transition aux perturbations externes devra être menée en introduisant des perturbations en entrée et en analysant leur évolution sur la hauteur.

Par la suite, d'autres configurations de chauffage, plus proches de notre application (uniforme, asymétrique et alterné) devront être étudiées et l'influence des transferts de chaleur par rayonnement devra être caractérisée en croisant les résultats avec ceux obtenus sur le canal en air du CETHIL (e.g. [71]). Le couplage convection-conduction pourra aussi être étudié avec le changement des matériaux constituant les parois du canal.

Enfin, cette étude a montré l'importance des transferts de chaleur turbulents et la nécessité de mettre au point des systèmes de mesure couplée vitesse-température plus performants donnant accès aux corrélations croisées des fluctuations de vitesse et de température pour calculer ce flux.

D'un point de vue de l'application visée : la double-façade photovoltaïque ; nous avons vu que le changement de régime peut être analysé uniquement à partir des mesures en sortie, ce qui est possible sur un prototype à taille réelle. De plus, les observations faites sur la pression ouvrent de nouvelles perspectives sur la prise en compte de la dépression totale dans la double-peau et sur le tirage thermique. Il faut cependant bien avoir conscience que ce type d'étude est valable lorsqu'il n'y a pas de vent, car dans certains cas le vent domine complètement l'effet cheminée en le renforçant ou en le neutralisant.

Bibliography

- [1] A. R. H. Al-Azzawi. *Natural convection in a vertical channel related to passive solar systems*. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering, University of Strathclyde, Glasgow, UK, 1987.
- [2] Assunta Andreozzi, Bernardo Buonomo, and Oronzio Manca. Thermal management of a symmetrically heated channel-chimney system. *International Journal of Thermal Sciences*, 48:475–487, 2009.
- [3] Takashi Asaeda and Kunio Watanabe. The mechanism of heat transport in thermal convection at high rayleigh numbers. *Phys. Fluids A1*, 5:861–867, 1989.
- [4] A. Auletta and O. Manca. Heat and fluid flow resulting from the chimney effect in a symmetrically heated vertical channel with adiabatic extensions. *Int. J. Thermal Sciences*, 41:1101–1111, 2002.
- [5] A. Auletta, O. Manca, B. Morrone, and V. Naso. Heat transfer enhancement by the chimney effect in a vertical isoflux channel. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44:4345–4357, 2001.
- [6] W. Aung. Fully developed laminar free convection between vertical plates heated asymmetrically. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15:1577–1580, 1972.
- [7] W. Aung, L. S. Fletcher, and V. Sernas. Developing laminar free convection between vertical flat plates with asymmetric heating. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15:2293–2308, 1972.
- [8] Orhan Aydin and Laila Guessous. Fundamental correlations for laminar and turbulent free convection from a uniformly heated vertical plate. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44:4605–4611, 2001.
- [9] T. F. Ayinde, S. A. M. Said, and M. A. Habib. Experimental investigation of turbulent natural convection flow in a channel. *Heat Mass Transfer*, 42:169–177, 2006.
- [10] L. F. A. Azevedo and E. M. Sparrow. Natural convection in a vertical channel vented to the ambient through an aperture in the channel wall. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29(6):819–830, 1986.
- [11] H. M. Badr, M.A. Habib, S. Anwar, R. Ben-Mansour, and S. A. M. Said. Turbulent natural convection in vertical parallel-plate channels. *Heat Mass Transfer*, 43:73–84, 2006.
- [12] A. Bar-Cohen and W. M. Rohsenow. Thermally optimum spacing of vertical, natural convection cooled, parallel plates. *Journal of Heat Transfer*, 106:116–123, 1984.
- [13] H. Bhowmik and K. W. Tou. Experimental study of transient natural convection heat transfer from simulated electronic chips. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29:485–492, 2005.

- [14] H. Bhowmik, C. P. Tso, K. W. Tou, and F. L. Tan. Convection heat transfer from discrete heat sources in a liquid cooled rectangular channel. *Applied Thermal Engineering*, 25:2532–2542, 2005.
- [15] J. R. Bodoia and J. F. Osterle. The development of free convection between heated vertical plates. *Journal of Heat Transfer*, 84:40–44, 1962.
- [16] A. Bouchair. Solar chimney for promoting cooling ventilation in southern algeria. *Building Service Engineering, Research and Technology*, 15:81–93, 1994.
- [17] B. J. Brinkworth. Estimation of flow and heat transfer for the design of pv cooling ducts. *Solar Energy*, 69:413–420, 2000.
- [18] B.J. Brinkworth. Optimum depth for pv cooling ducts. *Solar Energy*, 80:1131–1134, 2006.
- [19] B.J. Brinkworth and M. Sandberg. Design procedure for cooling ducts to minimise efficiency loss due to temperature rise in pv arrays. *Solar Energy*, 80:89–103, 2006.
- [20] T. Burch, T. Rhodes, and S. Acharya. Laminar natural convection between finitely conducting vertical plates. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28(6):1173–1186, 1985.
- [21] S.A.M. Burek and A. Habeb. Air flow and thermal efficiency characteristics in solar chimneys and trombe walls. *Energy and Buildings*, 39:128–135, 2007.
- [22] X. Cheng and U. Müller. Turbulent natural convection coupled with thermal radiation in large vertical channels with asymmetric heating. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41:1681–1692, 1998.
- [23] T.T. Chow, J.W. Hand, and P.A. Strachan. Building-integrated photovoltaic and thermal applications in a subtropical hotel building. *Applied Thermal Engineering*, 23:2035–2049, 2003.
- [24] S. W. Churchill and R. Usagi. A general expression for the correlation of rates of transfer and other phenomena. *AIChE Journal*, 18(6):1121–1128, 1972.
- [25] A. K. da Silva, G. Lorenzini, and A. Bejan. Distribution of heat sources in vertical open channels with natural convection. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48:1462–1469, 2005.
- [26] A.-M. Dalbert, F. Penot, and J.-L. Peube. Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 24(9):1463–1473, 1981.
- [27] A.-M. Dalbert, J.-L. Peube, F. Penot, and J.-F. Robert. Étude de l'écoulement dans un collecteur plan. *Revue Phys. Appl.*, 15:201–206, Février 1980.
- [28] A. Daloglu and T. Ayhan. Natural convection in a periodically finned vertical channel. *International Communication in Heat and Mass Transfer*, 26:1175–1182, 1999.
- [29] Damien David. *Étude Expérimentale sur la convection naturelle aux abords de matériaux à changement de phase*. PhD thesis, INSA de LYON, 2010.
- [30] Wenting Ding, Yuji Hasemi, and Tokiyoshi Yamada. Natural ventilation performance of a double-skin façade with a solar chimney. *Energy and Buildings*, 37:411–418, 2005.
- [31] W. Elenbaas. Heat dissipation of parallel plates by free convection. *Physica IX*, 39(1):1–28, 1942.

-
- [32] A. G. Fedorov and R. Viskanta. Turbulent natural convection heat transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40:3849–3860, 1997.
- [33] M. Fossa, C. Ménézo, and E. Leonardi. Experimental natural convection on vertical surfaces for building integrated photovoltaic (bipv) applications. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32:980–990, 2008.
- [34] Gaffiot. *Dictionnaire latin-français*. 1934.
- [35] Guohui Gan. A parametric study of trombe walls for passive cooling of buildings. *Energy and Buildings*, 27:37–43, 1998.
- [36] GIEC. Bilan 2007 des changements climatiques : Rapport de synthèse. Technical report, 2007.
- [37] Stéphanie Giroux-Julien, Christophe Ménézo, Jérémie Vareilles, Hervé Pabiou, Marco Fossa, and Eddie Leonardi. Natural convection in nonuniformly heated channel investigation - application to photovoltaic façades. *Computational Thermal Sciences*, 1:231–258, 2009.
- [38] Elisabeth Gratia and André De Herde. Natural ventilation in a double-skin facade. *Energy and Buildings*, 36:137–146, 2004.
- [39] Elisabeth Gratia and André De Herde. Optimal operation of a south double-skin facade. *Energy and Buildings*, 36:41–60, 2004.
- [40] Donald D. Gray and Aldo Giorgini. The validity of the boussinesq approximation for liquids and gases. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19:545–551, 1976.
- [41] M. A. Habib, S. A. M. Said, S. A. Ahmed, and A. Asghar. Velocity characteristics of turbulent natural convection in symmetrically and asymmetrically heated vertical channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26:77–87, 2002.
- [42] I. Hädrich, H. Wirth, M. Storz, and G. Klingebiel. From cell to module efficiency. Technical report, Fraunhofer ISE, 2010.
- [43] J. Hernandez and B. Zamora. Effects of variable properties and non-uniform heating on natural convection flows in vertical channels. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48:793–807, 2005.
- [44] G. Hugot. étude de la convection naturelle entre deux plaques planes, verticales, parallèles et isothermes. *Enthropie*, 46:55–66, 1972.
- [45] P.A.B. James, M.F. Jentsch, and A.S. Bahaj. Quantifying the added value of bipv as a shading solution in atria. *Solar Energy*, 83:220–231, 2009.
- [46] S. H. Kim, N. K. Anand, and W. Aung. Effect of wall conduction on free convection between asymmetrically heated vertical plates : uniform wall heat flux. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 33:1013–1023, 1990.
- [47] R. Letan, V. Dubovsky, and G. Ziskind. Passive ventilation and heating by natural convection in a multi-storey building. *Building and Environment*, 38:197–208, 2003.
- [48] Danny H.W. Li, Tony N.T. Lam, Wilco W.H. Chan, and Ada H.L. Mak. Energy and cost analysis of semi-transparent photovoltaic in office buildings. *Applied Energy*, 86:722–729, 2009.
- [49] Qing Lu, Suizheng Qiu, Guanghui Su, Wenxi Tian, and Zhonghao Ye. Experimental research on heat transfer of natural convection in vertical rectangular channels with large aspect ratio. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34:73–80, 2010.

- [50] O. Manca, M. Musto, and V. Naso. Experimental investigation of natural convection in an asymmetrically heated vertical channel with an asymmetric chimney. *Journal of Heat Transfer*, 127:888–896, 2005.
- [51] O. Manca and S. Nardini. Composite correlations for air natural convection in tilted channels. *HEAT TRANSFER ENGINEERING*, 20:64–72, 1999.
- [52] Oronzio Manca, Marilena Musto, and Vincenzo Naso. Experimental analysis of asymmetrical isoflux channel-chimney systems. *International Journal of Thermal Sciences*, 42:837–846, 2003.
- [53] Jyotirmay Mathur, N.K. Bansal, Sanjay Mathur, Meenakshi Jain, and Anupma. Experimental investigations on solar chimney for room ventilation. *Solar Energy*, 80:927–935, 2006.
- [54] C. Ménézo, M. Fossa, and E. Leonardi. An experimental investigation of free cooling by natural convection of vertical surfaces for building integrated photovoltaic (bipv) applications. In *Thermal Issues in Emerging Technologies, ThETA 4, Cairo, Egypt Jan 3-6th*, number 1, page 7, January 2007.
- [55] Asish Mitra, Tapas Kumar Dutta, and Dibyendu Narayan Ghosh. Natural convective heat transfer in water enclosed between pairs of differentially heated vertical plates. *Heat Mass Transfer*, 45:187–192, 2008.
- [56] M. Miyamoto, Y. Katoh, J. Kurima, and H. Sasaki. Turbulent free convection heat transfer from vertical parallel plates. In Hemisphere, editor, *International Heat Transfer Conference*, volume 4, pages 1593–1598, 1986.
- [57] O. Miyatake and T. Fujii. Free convection heat transfer between vertical parallel plates - one plate isothermally heated and the other plate insulated. *Heat Transfer - Japanese Research*, 2:30–38, 1973.
- [58] Osamu Miyatake, Tetsu Fujii, Motoo Fujii, and Hiroshi Tanaka. Natural convective heat transfer between vertical parallel plates - one plate with a uniform heat flux and the other thermally insulated. *Heat Transfer Japanese Research*, 1:25–33, 1973.
- [59] B. Moshfegh and M. Sandberg. Flow and heat transfer in the air gap behind photovoltaic panels. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2:287–301, 1998.
- [60] C. Muresan, C. Ménézo, R. Bennacer, and R. Vaillon. Numerical simulation of a vertical solar collector : radiation and turbulent natural convection coupling. In *ICHMT International Symposium on Advances in Computational Heat Transfer*, 2004.
- [61] D. Naylor, J. M. Floryan, and J. D. Tarasuk. A numerical study of developing free convection between isothermal vertical plates. *Journal of Heat Transfer*, 113:620–626, 1991.
- [62] C.-O. Olsson. Prediction of nusselt number and flow rate of buoyancy driven flow between vertical parallel plates. *Journal of Heat Transfer*, 126:97–104, 2004.
- [63] Dan Ospir, Catalin Popa, Cristian Chereches, Guillaume Polidori, and Stéphane Fohanno. Flow visualization of natural convection in a vertical channel with asymmetric heating. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39:486–493, 2012.
- [64] S. Ostrach. An analysis of laminar free-convection flow and heat transfer about a flat plate parallel to the direction of the generating body force. Technical Report 2635, NACA, 1952.
- [65] Edward D. Palik. *Handbook of optical constants of solids II*. Elsevier, 1998.

-
- [66] F. Penot and A.-M. Dalbert. Convection naturelle mixte et forcée dans un thermosiphon vertical chauffé à flux constant. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 26(11):1639–1647, 1982.
- [67] Catalin Popa, Dan Ospir, Stéphane Fohanno, and Cristian Chereches. Numerical simulation of dynamical aspects of natural convection flow in a double-skin façade. *Energy and Buildings*, 50:229–233, 2012.
- [68] K. Ramakrishna, S. G. Rubin, and P. K. Khosla. Laminar natural convection along vertical square ducts. *Numerical heat transfer*, 5:59–79, 1982.
- [69] W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, and Y. I. Cho. *Handbook of Heat Transfer*. McGraw-Hill, New York, 1998.
- [70] M. Sandberg and B. Moshfegh. Buoyancy-induced air flow in photovoltaic facades: Effect of geometry of their air gap and location of solar cell modules. *Building and Environment*, 37:211–218, 2002.
- [71] E. Sanvicente, S. Giroux, C. Ménézo, and H. Bouia. Transitional natural convection flow and heat transfer in an open channel. *International Journal of Thermal Sciences*, sous presse, 2012.
- [72] E. M. Sparrow and P. A. Bahrami. Experiments on natural convection from vertical parallel plates with either open or closed edges. *Journal of Heat Transfer*, 102:221–227, 1980.
- [73] E. M. Sparrow, G. M. Chrysler, and L. F. Azevedo. Observed flow reversals and measured-predicted nusselt numbers for natural convection in a one-sided heated vertical channel. *Journal of Heat Transfer*, 106:325–332, 1984.
- [74] E. M. Sparrow and N. Cur. Turbulent heat transfer in a symmetrically or asymmetrically heated flat rectangular duct with flow separation at inlet. *Journal of Heat Transfer*, 104:82–89, 1982.
- [75] E. M. Sparrow, A. Garcia, and W. Chuck. Numerical and experimental turbulent heat transfer results for a one-sided heated rectangular duct. *Numerical heat transfer*, 9:301–322, 1986.
- [76] E. M. Sparrow and J. L. Gregg. Laminar free convection from a vertical plate with uniform surface heat flux. *Transaction of the ASME*, 78:435–440, 1956.
- [77] E. M. Sparrow, J. R. Lloyd, and C. W. Hixon. Experiments on turbulent heat transfer in an asymmetrically heated rectangular duct. *Journal of Heat Transfer*, 88:170–174, 1966.
- [78] E.M. Sparrow and L.F.A. Azevedo. Vertical-channel natural convection spanning between the fully-developed limit and the single-plate boundary-layer limit. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28:1847–1857, 1985.
- [79] TCSA. Traité de thermométrie par thermocouple et résistance. Technical report.
- [80] J. Vareilles. *Étude des transferts de chaleur dans un canal vertical différentiellement chauffé : application aux enveloppes photovoltaïques-thermiques*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon 1, 2007.
- [81] T.A.M. Versteegh and F.T.M. Nieuwstadt. A direct numerical simulation of natural convection between two infinite vertical differentially heated walls scaling laws and wall functions. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42:3673–3693, 1999.
- [82] G. C. Vliet and C. K. Liu. An experimental study of turbulent natural convection boundary layers. *Journal of Heat Transfer*, pages 517–531, 1969.

- [83] G. C. Vliet and D. C. Ross. Turbulent natural convection on upward and downward facing inclined constant heat flux surfaces. *Journal of Heat Transfer*, 97:549–555, 1975.
- [84] B. W. Webb and D. P. Hill. High rayleigh number laminar natural convection in an asymmetrically heated vertical channel. *Journal of Heat Transfer*, 111:649–656, 1989.
- [85] R. A. Wirtz and R. J. Stutzman. Experiments on free convection between vertical plates with symmetric heating. *Journal of Heat Transfer*, 104:501–507, 1982.
- [86] Turgut Yilmaz and Simon M. Fraser. Turbulent natural convection in a vertical parallel-plate channel with asymmetric heating. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50:2612–2623, 2007.
- [87] Seung-Ho Yoo. Simulation for an optimal application of bipv through parameter variation. *Solar Energy*, 85:1291–1301, 2011.
- [88] B. Zamora and A.S. Kaiser. Optimum wall-to-wall spacing in solar chimney shaped channels in natural convection by numerical investigation. *Applied Thermal Engineering*, 29:762–769, 2009.

Annexes

Annexe A

Approximation de Boussinesq

Cette annexe reprend le travail décrit dans l'article de Gray et Giorgini [40].

L'approximation de Boussinesq est très utilisée en convection naturelle, elle permet de simplifier les équations de Navier-Stokes en admettant notamment que les effets de dilatation du fluide ne jouent un rôle que dans le terme de poussée d'Archimède. Gray et Giorgini [40] l'énonce comme cela :

L'approximation de Boussinesq consiste en trois points :

1. La masse volumique est supposée constante exceptée dans l'écriture des forces directement responsables de la convection (comme la poussée d'Archimède par exemple) ;
2. Toutes les autres propriétés du fluide (λ , C_p , μ , β) sont supposées constantes ;
3. La dissipation de chaleur due à la viscosité du fluide est négligeable.

Cette approximation permet ainsi d'aborder les équations avec un modèle incompressible, sans perdre le couplage dynamique thermique dû aux variations de masse volumique. Elle permet d'écrire le terme de pesanteur sous la forme :

$$\rho g = \rho_0 g (1 - \beta (T - T_0)) ; \quad (\text{A.1})$$

avec β le coefficient de dilatation thermique isobare,

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P .$$

L'approximation de Boussinesq est valable sur un intervalle de température (ΔT) défini autour d'une température de référence (T_0) : $[T_0 - \Delta T; T_0 + \Delta T]$. Elle permet de simplifier le modèle d'équation de Navier-Stokes A.2 :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0, \quad (\text{A.2a})$$

$$\rho \frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \rho g k_i + \frac{\mu \partial \Gamma_{ij}}{\partial x_j} + \Gamma_{ij} \frac{\partial \mu}{\partial x_j}, \quad (\text{A.2b})$$

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\lambda \partial^2 T}{\partial x_j^2} + \frac{\partial \lambda}{\partial x_j} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (\text{A.2c})$$

$$\Gamma_{ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k}; \quad (\text{A.2d})$$

pour obtenir les équations de Boussinesq A.3 :

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0, \quad (\text{A.3a})$$

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(P)}{\partial x_i} + g(1 + \beta_0(T - T_0))k_i + \nu_0 \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}, \quad (\text{A.3b})$$

$$\frac{DT}{Dt} = \kappa_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2}; \quad (\text{A.3c})$$

où $\frac{D}{Dt}$ est la dérivée particulaire : $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_i \frac{\partial}{\partial x_i}$; et où l'on utilise la convention de sommation sur les indices répétés.

Cette simplification s'obtient directement à partir des hypothèses énoncées précédemment. En effectuant un développement de Taylor à l'ordre 1, nous pouvons écrire les variations des propriétés thermophysiques en fonction de la température :

$$\rho = \rho_0(1 + \beta_0(T - T_0)), \quad (\text{A.4a})$$

$$C_p = C_{p0}(1 + a_0(T - T_0)), \quad (\text{A.4b})$$

$$\mu = \mu_0(1 + c_0(T - T_0)), \quad (\text{A.4c})$$

$$\beta = \beta_0(1 + e_0(T - T_0)), \quad (\text{A.4d})$$

$$\lambda = \lambda_0(1 + m_0(T - T_0)); \quad (\text{A.4e})$$

où T_0 est une température de référence.

Supposer les propriétés thermophysiques constantes sauf dans l'écriture des forces responsables de la convection revient à négliger l'ordre 1 devant l'ordre 0 sauf dans le terme de poussée d'Archimède où les deux premiers ordres sont conservés devant l'ordre 2. En notant ΔT_0 l'écart de température maximal observé dans l'écoulement et en choisissant un seuil de validité de 10 %, cela revient à écrire :

$$|\epsilon_1| = |\beta_0 \cdot \Delta T_0| \leq 0,1; \quad (\text{A.5a})$$

$$|\epsilon_5| = |m_0 \cdot \Delta T_0| \leq 0,1; \quad (\text{A.5b})$$

$$|\epsilon_3| = |c_0 \cdot \Delta T_0| \leq 0,1; \quad (\text{A.5c})$$

$$|\epsilon_7| = |b_0 \cdot \Delta T_0| \leq 0,1; \quad (\text{A.5d})$$

$$|\epsilon_9| = |l_0 \cdot \Delta T_0| \leq 0,1. \quad (\text{A.5e})$$

Ces conditions (éq. A.5) fixent l'intervalle de température où l'approximation de Boussinesq est valide. La figure A.1(a) montre la valeur absolue des 5 coefficients représentant les variations des propriétés thermophysiques (ρ , μ , C_p , β et λ). Elle montre clairement que les deux variations limitantes sont celle de la dilatation thermique (b_0) jusqu'à 43°C et de la viscosité (m_0) à partir de 44°C. La figure A.1(b) présente l'évolution de l'écart de températures (ΔT_0) maximal qui satisfait les conditions A.5 pour de l'eau.

En conclusion, l'approximation de Boussinesq sera respectée dans notre expérience si les écarts de température n'exèdent pas la limite donnée sur la figure A.1(b). Ainsi en prenant comme température de référence la température médiane $T_0 = \frac{T_{max} + T_{min}}{2}$, nous pouvons réaliser des écarts allant jusqu'à 4°C pour $T_0 = 20^\circ\text{C}$, et jusqu'à 10°C pour $T_0 = 40^\circ\text{C}$.

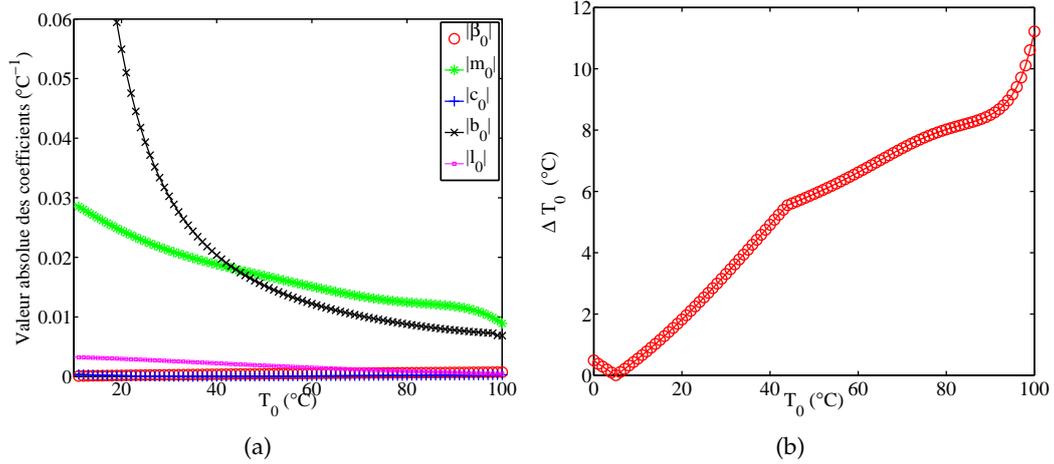


FIGURE A.1 – À gauche, la valeur absolue des coefficients β_0 , m_0 , c_0 , b_0 et l_0 en fonction de la température de référence T_0 ; à droite, l'écart de températures maximal acceptable (ΔT_0) pour considérer l'approximation de Boussinesq valide dans l'eau.

Annexe B

Atténuation des transferts radiatifs dans l'eau

Cette annexe a pour but de montrer de façon simplifiée que les transferts radiatifs sont négligeables dans notre expérience en eau. Elle a été rédigée en s'appuyant sur les polycopiés des cours : « Échanges de chaleur par rayonnement entre corps opaques à travers un milieu transparent », et « Introduction aux transferts de chaleur par rayonnement dans les milieux semi-transparents », donnés par Agnès Delmas et Rodolphe Vaillon dans le cadre du Master MEGA, option Énergétique et thermique. Étant donné que cette annexe fait appel à un domaine de la physique complètement différent, les notations utilisées ici ne seront pas homogènes avec le reste de ce manuscrit (non présentes dans la nomenclature) mais leur sens sera donné dans le texte.

B.1 Rappels sur le rayonnement thermique

Tout corps à température non nulle ($\neq 0K$) émet des ondes électromagnétiques qui sont porteuses d'une certaine quantité d'énergie (énergie radiative).

Ce transfert d'énergie entre deux corps sous forme d'ondes électromagnétiques est aussi appelé transfert radiatif ou rayonnement.

En 1862 Gustav Kirchhoff introduit la notion de « corps noir » : un corps noir désigne un objet idéal qui absorbe la totalité de l'énergie radiative qu'il reçoit et dont le spectre électromagnétique ne dépend que de sa température.

Pour une température donnée, le corps noir est le corps qui émet le plus d'énergie.

En 1901, Max Planck publie la loi spectrale du rayonnement d'un corps noir à la température T (appelée loi de Planck) :

$$L_{\lambda}^0(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} ; \quad (\text{B.1})$$

où L_{λ}^0 est la luminance spectrale du corps noir à la longueur d'onde λ (en $\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$), h est la constante de Planck ($h = 6,626.10^{-34} \text{ J.s}$), et k est la constante de Boltzmann ($k = 1,381.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$). c est la célérité de l'onde (en m.s^{-1}), elle dépend de la longueur d'onde et du milieu traversé ; elle s'écrit comme le rapport de la célérité dans le vide c_0 ($2,99792501.10^8 \text{ m.s}^{-1}$) sur l'indice de réfraction n du milieu :

$$c = \frac{c_0}{n}. \quad (\text{B.2})$$

L'indice de réfraction dépendant, quant à lui, de la température et de la longueur d'onde. Ici, nous ne prendrons en compte que la dépendance en longueur d'onde car elle est prédominante : pour de l'eau liquide (entre 25 et 35 °C), dans la partie du spectre concernée par le rayonnement thermique ($0,1 \mu\text{m} < \lambda < 100 \mu\text{m}$), l'indice de réfraction varie de 1,493 à 1,920 (cf. [65]).

B.2 Absorption dans les milieux semi-transparents

Un milieu est considéré semi-transparent s'il interagit avec le rayonnement qui se propage en son sein (atténuation, renforcement ou déviation). Nous ne nous intéresserons ici qu'au phénomène d'absorption qui se traduit par une atténuation.

L'absorption d'un flux radiatif incident $L_\lambda(0)$ par un milieu semi-transparent homogène sur un trajet de distance d est donnée par la loi d'atténuation exponentielle, dite de Beer-Lambert :

$$\frac{L_\lambda(d)}{L_\lambda(0)} = \exp(-\kappa_\lambda d) ; \quad (\text{B.3})$$

où κ_λ est le coefficient d'absorption spectral du milieu semi-transparent (en cm^{-1}). Nous négligeons ici l'émission du milieu semi-transparent.

B.3 Application au banc d'essais en eau

Sur l'expérience en eau, les corps les plus chauds (ceux qui rayonnent le plus) sont les parois chauffées du canal qui sont à des températures comprises entre 20 et 60°C maximum.

Nous considérerons ici que ces parois sont des corps noirs ; en réalité les parois sont réfléchissantes et donc sont loin de s'approcher du corps noir, mais cette approximation permet de se placer dans le cas où les transferts radiatifs sont maximaux. La luminance d'un corps noir, dans notre gamme de températures, est tracée en fonction de la longueur d'onde sur la figure B.1. Cette luminance est non nulle entre 10 et 200 μm .

La figure B.2 présente le coefficient d'extinction k en fonction de la longueur d'onde pour de l'eau entre 25°C et 35°C. Le coefficient d'absorption κ_λ est calculé à partir de ce dernier par : $\kappa_\lambda = \frac{4\pi k}{\lambda}$. À partir de la figure B.2 nous pouvons donc calculer le coefficient d'absorption sur la plage 10-200 μm qui est compris entre 300 et 2500 cm^{-1} . La loi de Beer-Lambert (éq. B.3) appliquée à notre cas stipule que le rayonnement émis par les parois est absorbé à 99,99% sur une épaisseur d'eau pouvant varier entre 40 et 300 μm , épaisseur comprise dans la couche limite visqueuse.

Nous pouvons ainsi dire que, pour notre application, les transferts radiatifs aux parois sont pris en compte avec la conduction thermique dans la sous-couche visqueuse.

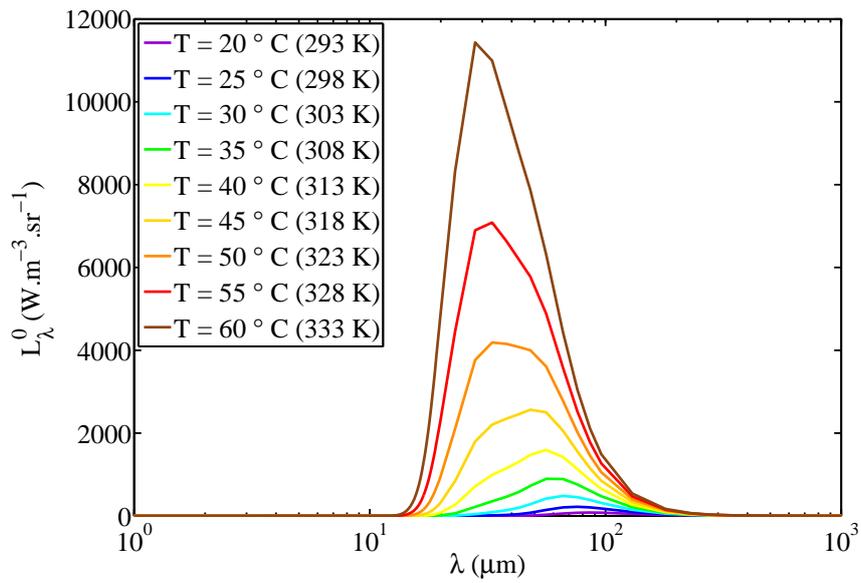


FIGURE B.1 – Luminance d’un corps noir (L_{λ}^0) en fonction de la longueur d’onde (λ), pour des températures comprises entre 20 et 60°C, calculée à partir de la loi de Planck (éq. B.1). La mauvaise résolution de la courbe est due au fait qu’elle est tracée à partir des données discrètes tirées de [65].

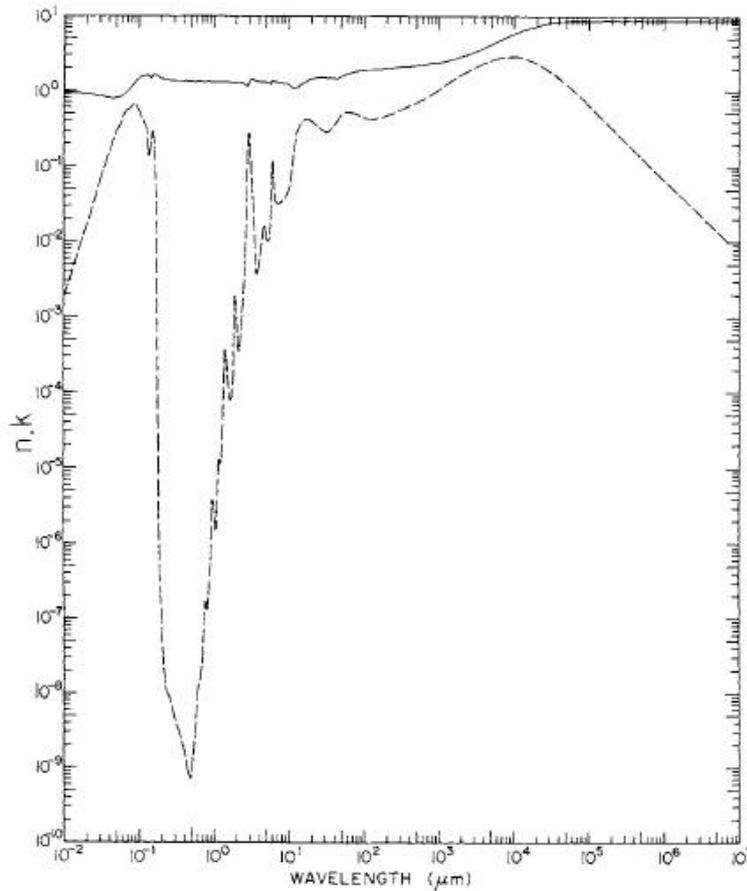


FIGURE B.2 – Courbe extraite de [65]. Indice de réfraction (n en traits pleins) et coefficient d’extinction (k en pointillés) en fonction de la longueur d’onde pour de l’eau entre 25 et 35°C.

Annexe C

Étalonnage des fluxmètres

C.1 Principe de l'étalonnage

C.1.1 Capteurs de densité de flux de chaleur

Nous disposons pour notre expérience de 24 chaufferettes (résistances chauffantes en Constantan) de $20 \times 5 \text{ cm}^2$ équipées de fluxmètres. Ces ensembles chaufferettes/fluxmètres de 0,7 mm d'épaisseur ont été élaborés par la société Captec® (voir figure C.1).

Le principe de fonctionnement des fluxmètres Captec® est schématisé sur la figure C.2(a); il consiste à mesurer un gradient de température transversal (perpendiculaire au flux) qui est dû à la densité de flux de chaleur longitudinale à mesurer. L'avantage principal est d'augmenter la sensibilité du capteur tout en gardant une épaisseur, et donc une résistance thermique, faible. Le capteur se compose de deux fines plaques de cuivre entre lesquelles se trouve une alternance de bandes de cuivre et de cavités d'air. La densité de flux de chaleur incidente q qui traverse le capteur de bas en haut est contrainte à passer par les zones cuivrées (à cause de la différence de conductivité entre l'air, $0,026 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, et le cuivre, $390 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). La différence de température entre les points A et B est donc directement corrélée à la densité de flux de chaleur locale qui traverse le capteur. En intégrant ces différences sur toute la surface du capteur, la densité de flux de chaleur moyenne traversant le capteur peut être obtenue. En pratique la mesure de température intégrée se fait par une thermopile de surface entre les plots et la surface cuivrée du bas.

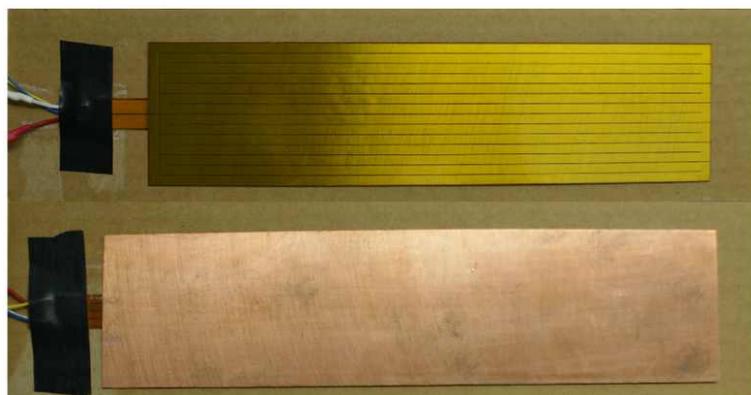


FIGURE C.1 – Photo d'une chaufferette équipée d'un fluxmètre de chez Captec®; face chaufferette en haut et fluxmètre en bas.

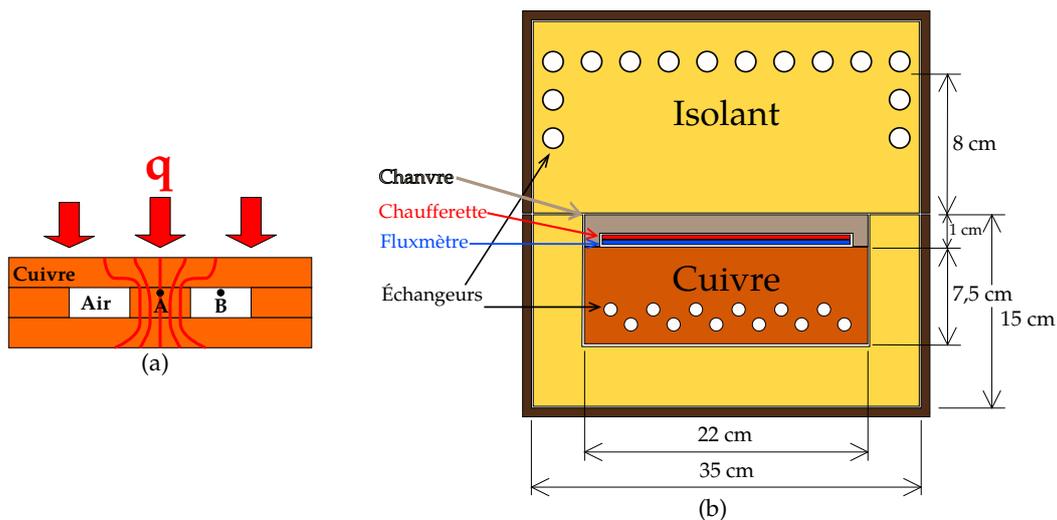


FIGURE C.2 – (a) Schéma de fonctionnement d'un capteur de densité de flux de chaleur de chez Captec®. (b) Schéma du banc d'étalonnage des fluxmètres.

Chaque capteur est relié à une voie du multimètre Agilent® ; les capteurs d'une paroi du canal sont associés aux voies 1022 à 1033, et ceux de l'autre paroi aux voies 2022 à 2033. Par la suite un capteur sera désigné par son numéro de voie.

C.1.2 Banc d'étalonnage

Le banc d'étalonnage des fluxmètres a été réalisé au laboratoire par Damien David (doctorant au CETHIL) avec l'aide de Bertrand Lecareux (technicien) ; il est schématisé sur la figure C.2(b). Le principe consiste à placer le fluxmètre entre une source de chaleur connue (la chaufferette) et un puits thermique (un échangeur à température imposée). Il est composé d'un bloc de cuivre de $22 \times 12 \times 7,5 \text{ cm}^3$ placé dans une enceinte isolée. Le bloc de cuivre est traversé par un échangeur à eau et la partie supérieure de l'enceinte est maintenue à la même température que le bloc grâce à un deuxième échangeur faisant office de garde thermique. Trois thermocouples permettent de mesurer les différentes températures :

- la température du bloc de cuivre ;
- la température de la chaufferette (qui est séparée du bloc par le fluxmètre) ;
- la température dans l'isolant entre la chaufferette et la garde thermique (à 5 cm au dessus de la chaufferette), ce qui permet de donner une idée des pertes thermiques vers le haut (voir ci-dessous).

Les fluxmètres étant équipés de chaufferettes, celles-ci seront utilisées comme source de chaleur. Le fluxmètre est donc posé contre le bloc de cuivre avec la chaufferette au-dessus alimentée par une tension constante. Les 8 cm d'isolant Styrodur (conductivité de $0,033 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et la garde thermique sur le dessus permettent de réduire considérablement les pertes de chaleur vers le haut en s'affranchissant des variations de température de la pièce. La densité de flux de chaleur ainsi imposée traverse quasiment entièrement le fluxmètre pour être absorbée par le bloc de cuivre (maintenu à température constante grâce à l'échangeur).

L'étalonnage se fait par la mesure de la tension imposée à la chaufferette (la densité de flux de chaleur étant calculée en prenant en compte la puissance dissipée par les fils) et de celle renvoyée par le fluxmètre. À noter que, la résistance chauffante étant en Constantan, la résistivité électrique ne dépend quasiment pas

de la température. Nous avons donc mesuré cette dernière à la température ambiante.

Cependant, pour avoir un étalonnage il faut moyenner un grand nombre de mesures réalisées en régime établi. C'est pourquoi, dans un premier temps, nous avons effectué un premier test sur une période de 8 heures avec les consignes suivantes :

- Température (bloc + garde thermique) imposée : 21 °C ;
- Puissance injectée : 32 W.

Ce premier test a montré que le régime établi était atteint au bout de 3h. Les expériences d'étalonnage ont donc été réalisées sur une durée de 3h30.

Étant donné le temps nécessaire à l'étalonnage (nous ne pouvons faire qu'un fluxmètre à la fois), nous avons décidé de limiter le nombre de points à une densité de flux de chaleur de 50 W.m^{-2} et à une mesure de l'offset (densité de flux de chaleur nulle).

La valeur de la densité de flux de chaleur a été choisie faible car dans l'expérience nous mesurerons les pertes dans l'isolant. La première mesure à 32 W (3200 W.m^{-2}) sera utilisée pour vérifier la linéarité de la réponse du capteur (voir § C.2.7).

La figure C.3 présente les mesures de température (bloc en cuivre, isolant et chaufferette) et de tension (alimentation et fluxmètre) faites sur le capteur 1022 pendant le second test :

- Température (bloc + garde thermique) imposée : 21 °C ;
- Puissance injectée : 0,47 W.

Nous présenterons maintenant la validation du banc d'étalonnage sur les quatre critères suivants :

- stabilité de la source de chaleur ;
- qualité du puits de chaleur ;
- pertes thermiques ;
- stabilité de la mesure de flux.

C.1.2.1 Stabilité de la source et du puits de chaleur

Comme nous l'avons vu précédemment, l'étalonnage consiste à placer le fluxmètre entre une source et un puits de chaleur pour mesurer la densité de flux de chaleur qui la traverse en régime établi. La première étape de la validation est donc la vérification de la stabilité de cette source et de ce puits.

La figure C.3(d) présente la variation des tensions du fluxmètre et de l'alimentation mesurées autour de leur valeur moyenne ; ces valeurs moyennes (prises après une heure de mesure) sont de 3,19 V pour l'alimentation et de $2,23 \cdot 10^{-3}$ V pour le fluxmètre. Les variations maximales de tension de l'alimentation sont de l'ordre de 0,01 V, soit une variation de la puissance injectée de 0,63% ($\frac{\Delta P}{P} = \frac{2\Delta U}{U}$).

La figure C.3(c) montre les variations de température du bloc de cuivre, de l'isolant et de la chaufferette pendant le test. La température moyenne du bloc de cuivre (qui constitue le puits de chaleur) en régime établi est de 20,93°C et les variations de température sont de l'ordre de 0,06°C.

Avec une fluctuation de 0,63% de la puissance de la source de chaleur, et de 0,06°C sur la température du puits, le banc d'étalonnage est suffisamment stable.

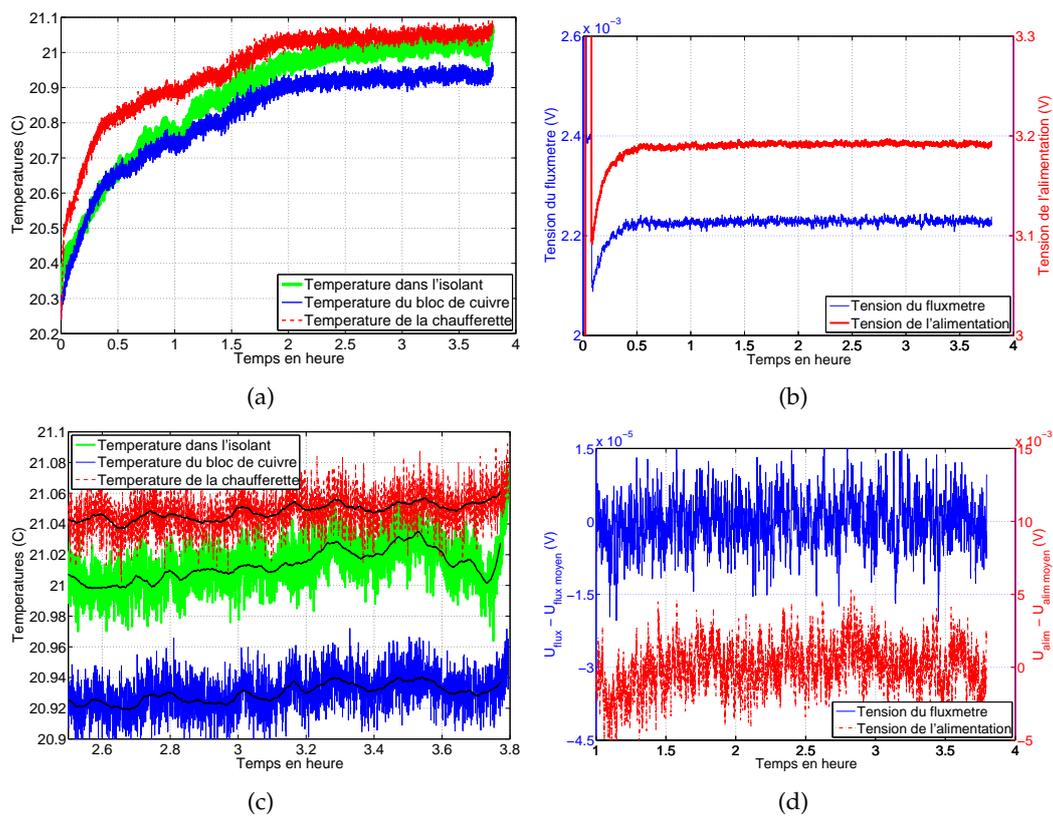


FIGURE C.3 – Courbes de températures (à gauche) et de tensions (à droite) obtenues lors du second test sur le capteur 1022. Les courbes a) et b) présentent les mesures faites sur 4 h ; la courbe c) représente un zoom des mesures de température sur la dernière heure ; la courbe d) représente l'écart à la moyenne des tensions. Les courbes noires superposées sur la figure (c) sont des moyennes glissantes faites sur 100 points (soit environ 1 min 30 s).

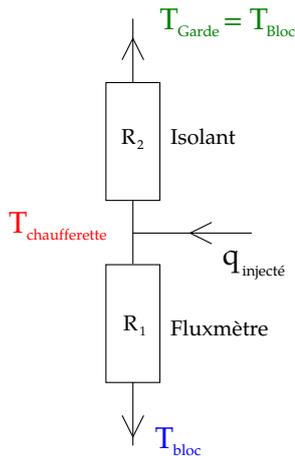
C.1.2.2 Pertes thermiques

L'évaluation des pertes thermiques concerne les pertes de chaleur vers le haut (dans la garde thermique), les pertes par les côtés sont négligées à cause de l'aspect 2D des chaufferettes. Elle se fait donc uniquement par la différence de température entre la chaufferette et le thermocouple placé à $e = 5,7$ cm plus haut dans l'isolant (7 mm de chanvre + 5 cm de Styrodur). Ainsi une évaluation de la densité de flux de chaleur moyenne perdue par le haut (ϕ_p) peut être faite par :

$$\phi_p = \frac{T_{chaufferette} - T_{isolant}}{R_{isol}}; \quad (C.1)$$

où R_{isol} est la résistance thermique du Styrodur et du chanvre qui se trouve au dessus de la chaufferette ($R_{isol} = R_{chanvre} + R_{styro} = \frac{e_{chanvre}}{\lambda_{chanvre}} + \frac{e_{styro}}{\lambda_{styro}}$).

Or ces pertes sont proportionnelles au rapport entre la résistance thermique de l'isolant et la résistance entre la chaufferette et l'échangeur en cuivre (due à la présence du fluxmètre et d'un contact cuivre fluxmètre). En effet, la densité de flux de chaleur imposée par la chaufferette, vue la géométrie 2D de l'expérience, ne peut être évacuée que vers le haut (dans la garde thermique) ou vers le bas (à travers le fluxmètre et dans l'échangeur).



Le schéma de gauche présente le banc d'étalonnage en utilisant l'analogie électrique. Ainsi nous avons :

$$q_{injecte} = q_{fluxmetre} + q_{perdu}; \quad (C.2a)$$

$$q_{fluxmetre} = \frac{T_{chaufferette} - T_{bloc}}{R_1}; \quad (C.2b)$$

$$q_{perdu} = \frac{T_{chaufferette} - T_{garde}}{R_2}; \quad (C.2c)$$

$$q_{perdu} = \frac{q_{injecte}}{1 + \frac{R_2}{R_1}} \sim \frac{R_1}{R_2} q_{injecte}. \quad (C.2d)$$

La répartition entre le haut et le bas dépend donc du rapport entre les résistances thermiques ; or comme ici $R_2 \gg R_1$ les pertes sont faibles.

Afin de diminuer la résistance côté fluxmètre, pour les premiers tests d'étalonnages, et pour l'étalonnage du capteur 2029, de la pâte thermique ($\lambda_{pâte} = 0,7 - 0,9 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) a été utilisée entre le fluxmètre et le bloc de cuivre. Cependant par la suite cette solution a été abandonnée car nous nous sommes rendus compte que son influence était assez faible (pas de diminution de l'écart entre les températures de la chaufferette et celle de l'isolant), et son utilisation était assez contraignante (30 min pour nettoyer le fluxmètre après la mesure et pour installer le suivant).

Malheureusement, dans notre cas nous ne pouvons évaluer correctement les pertes car les écarts de température sont de l'ordre de $0,1^\circ\text{C}$ alors que l'incertitude de la mesure de température (cf. § C.2.8) est de $\pm 1^\circ\text{C}$. Elles seront donc incluses dans l'erreur d'étalonnage des capteurs. Cependant, le calcul approximatif de ces pertes (lors de l'étalonnage) amène à une densité de flux de chaleur perdue de l'ordre de 0,3% (en moyenne) de la densité de flux de chaleur injectée.

C.1.2.3 Stabilité de la mesure

Pour avoir un étalonnage correct, nous devons faire un grand nombre de mesures autour d'une valeur moyenne établie. C'est pour cela que la densité de flux de chaleur mesurée doit être suffisamment stable. La réponse du capteur 1022 est présentée sur la figure C.3(d), la tension moyenne mesurée est de 2,229 mV et les variations maximales autour de cette moyenne sont de $30 \mu V$, soit 1,35%. Ces variations sont dues aux variations de l'alimentation que nous avons vues précédemment, mais aussi aux variations de la température du bain thermostaté. Elles sont parfaitement acceptables dans le cadre de notre étalonnage (voir aussi § C.2.8).

C.1.2.4 Validation du banc d'étalonnage

Suite à la vérification des quatre critères que nous avons fixés, nous pouvons donc valider le banc d'étalonnage des fluxmètres. Ces derniers seront donc étalonnés à partir de deux mesures : une avec une densité de flux de chaleur nulle et l'autre avec une densité de flux de chaleur de 50 W.m^{-2} . La justification de cet étalonnage par deux points sera faite au § C.2.7.

C.2 Procédure d'étalonnage

Dans un premier temps, afin de connaître la densité de flux de chaleur injectée dans les chaufferettes pour l'étalonnage, il est nécessaire de mesurer la résistance de chacune.

C.2.3 Résistances des chaufferettes

Les résistances ont été mesurées à l'aide du multimètre au niveau des jonctions avec l'alimentation ; la mesure inclut donc la résistance des fils. Afin d'évaluer la résistance propre des chaufferettes, la longueur des fils a été mesurée. Les fils (aller et retour) de la première paroi (1022 à 1033) ont une longueur de 15 m et ceux de la deuxième (2022 à 2033) de 19,40 m (± 10 cm), pour une section efficace de 3 mm^2 . Il faut donc retrancher, à la résistance mesurée, celle des fils ($\rho_{\text{cuivre}} = 1,7 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$) :

$$R_{\text{fil}} = \rho_{\text{cuivre}} \frac{L_{\text{fil}}}{S_{\text{fil}}}; \quad (\text{C.3})$$

qui est de $85,0 \text{ m}\Omega$ pour la première paroi et de $109,9 \text{ m}\Omega$ pour la deuxième ($\pm 0,6 \text{ m}\Omega$).

Le tableau C.1, recense les résistances de chaque chaufferette avec et sans la résistance des fils.

Le calcul de la densité de flux de chaleur injectée dans le canal se fait ensuite en prenant en compte la puissance dissipée par les fils. Les chaufferettes sont toutes branchées en parallèle sur l'alimentation ainsi le circuit électrique de l'ensemble peut être schématisé comme sur la figure C.4.

En notant U et i la tension et l'intensité délivrées par l'alimentation, U_c et U_f les tensions aux bornes d'une chaufferette (résistance R_c) et de son fil associé (R_f), et i_c le courant traversant cette chaufferette, nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$i_c = \frac{U_c}{R_c} = \frac{U_f}{R_f}; \quad (\text{C.4a})$$

$$U = U_c + U_f = (R_c + R_f)i_c. \quad (\text{C.4b})$$

Chaufferette	R_{totale} (Ω)	$R_{\text{chaufferette}}$ (Ω)	Chaufferette	R_{totale} (Ω)	$R_{\text{chaufferette}}$ (Ω)
1022	22,328	22,243	2022	23,227	23,117
1023	23,069	22,984	2023	23,204	23,094
1024	22,958	22,873	2024	23,308	23,198
1025	22,985	22,900	2025	23,222	23,112
1026	22,984	22,899	2026	23,255	23,145
1027	22,959	22,874	2027	23,256	23,146
1028	23,024	22,939	2028	23,284	23,174
1029	22,955	22,870	2029	23,320	23,210
1030	23,044	22,959	2030	23,195	23,085
1031	22,971	22,886	2031	23,361	23,251
1032	22,979	22,894	2032	23,275	23,165
1033	23,020	22,935	2033	23,249	23,139

TABLE C.1 – Résistance électrique des chaufferettes avec et sans les fils.

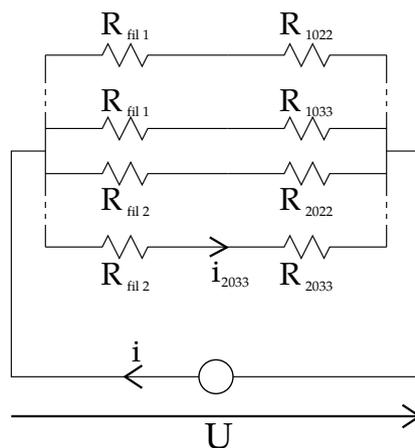


FIGURE C.4 – Schéma électrique des chaufferettes montées en parallèle sur l'alimentation ; chaque branche est constituée de deux résistances en série, celle de la chaufferette ($\sim 20 \Omega$) et celle du fil ($\sim 100 m\Omega$).

Fluxmètres	Offset (μV)	Fluxmètres	Offset (μV)
1022	1,4	2022	0,7
1023	0,8	2023	1,6
1024	0,8	2024	0,7
1025	1,0	2025	1,9
1026	0,6	2026	1,9
1027	0,1	2027	1,1
1028	-0,4	2028	0,6
1029	0,5	2029	0,0
1030	0,1	2030	-0,1
1031	0,3	2031	-0,4
1032	0,4	2032	0,4
1033	1,3	2033	0,1

TABLE C.2 – Offset des fluxmètres.

Ainsi la puissance dissipée par la chaufferette (P_c) s'écrit :

$$P_c = R_c \cdot i_c^2 = \left(\frac{U}{R_c + R_f} \right)^2 R_c. \quad (\text{C.5})$$

C.2.4 Mesure du zéro

La mesure du zéro (offset) se fait lorsque les chaufferettes ne sont pas alimentées. Pour cela les 24 chaufferettes-fluxmètres sont insérés entre deux plaques d'isolant et leur réponse est mesurée. Cela permet de connaître l'offset du multimètre lorsque les capteurs sont branchés. La mesure de l'offset des capteurs nous donne des valeurs variant de 0,1 à 1 μV . Le tableau C.2 recense ces valeurs.

La figure C.5 présente la courbe obtenue lors de la mesure de l'offset pour le capteur 1022 ainsi que la portion considérée sur laquelle nous avons moyenné. Le pic de densité de flux de chaleur observé aux alentours de 3h30 est dû à l'entrée d'une personne dans la pièce qui a laissé la porte ouverte, provoquant ainsi un courant d'air et des variations de température brusques dans la salle.

C.2.5 Mesure à 50 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$

Comme mentionné précédemment (cf. §C.1.2), les fluxmètres ont été étalonnés sur 3 heures et quart (en moyenne car pour des raisons pratiques certains étalonnages ont duré plus ou moins longtemps, mais le régime établi était toujours atteint). La consigne donnée au niveau de l'alimentation était de 3,30 V (affichage digital de l'alimentation) de façon à avoir une densité de flux de chaleur imposée d'environ 50 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ (fonction de la résistance de la chaufferette). La température de consigne du bain thermostaté a été imposée (sur l'affichage digital) à une valeur proche de la température de la pièce afin de limiter les pertes entre la chaufferette et l'extérieur. Pour chaque capteur, les moyennes ont été faites sur 1000 points de mesure ; soit environ 15 min, le temps d'intégration choisi étant de 20 NPLC (Nombre de Cycle de la Ligne de Courant, i.e. 50 Hz) le multimètre effectue 2,5 mesures par

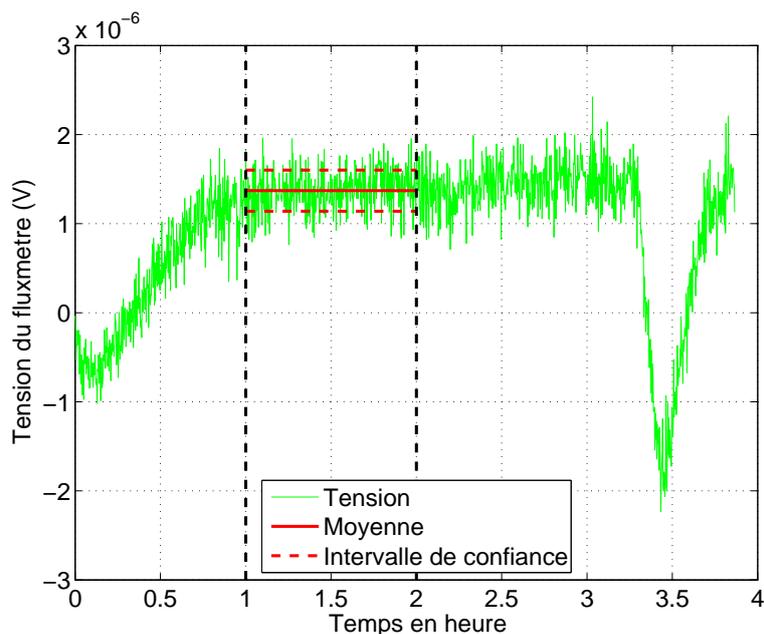


FIGURE C.5 – Réponse du fluxmètre 1022 pour une densité de flux de chaleur nulle, il s’agit ici de mesures instantanées ; la droite rouge présente la moyenne faite entre 1 et 2 heures et les traits pointillés l’intervalle de confiance de la mesure.

seconde, mais nous mesurons à chaque fois la tension de l’alimentation et celle du fluxmètre, soit environ 1000 mesures par voie et par quart d’heure. Le temps t_0 à partir duquel nous avons moyenné, a été choisi de façon à être en régime établi ; i.e. les températures varient faiblement. En effet, nous avons dit précédemment que nous attendions 3 h pour atteindre le régime établi. En réalité, nous avons dû adapter ce temps de mise en régime en fonction du cas. Pour certains, des perturbations (liées à l’alimentation ou au bain) ne permettaient pas de considérer le régime comme établi, c’est pourquoi nous avons choisi une plage de temps différente (de celle entre 3 h et 3h15) dans laquelle les températures étaient stables (cf. C.7(a)).

Les courbes C.6 et C.7 présentent les mesures faites pendant l’étalonnage des capteurs 1022 et 2030. Le cas du 1022 montre un étalonnage très correct, avec les trois heures d’établissement ; alors que le 2030 représente un étalonnage un peu moins bon. En effet, la figure C.7(a) montre des fluctuations de l’ordre de $0,1^\circ\text{C}$ qui correspondent à des fluctuations de la régulation du bain thermostaté. Par conséquent, nous avons choisi pour faire l’étalonnage du capteur 2030, une zone relativement stable (entre 2,3 et 2,55 heures). Ainsi, les variations maximales de température sont de l’ordre de $0,1^\circ\text{C}$ sur 5 heures pour celle de l’isolant ; et sur la période choisie pour la moyenne les variations sont de l’ordre de $0,01^\circ\text{C}$.

La deuxième remarque que nous pouvons faire sur ces courbes est la variation de la tension d’alimentation. Pour le capteur 2030 (figure C.7(c)), nous pouvons constater que l’alimentation se stabilise au bout d’une heure et que ses variations par la suite sont de l’ordre de la dizaine de μV , ce qui est très bon. Par contre pour le capteur 1022 (figure C.6(c)), les fluctuations de l’alimentations sont de l’ordre du mV (ce qui reste quand même assez bon). Ceci est dû au fait que notre alimentation (qui est une alimentation stabilisée) est dimensionnée pour fournir 2 kW alors qu’ici nous l’utilisons avec une puissance de 0,5 W.

Enfin, nous pouvons constater que les variations de tension aux bornes des capteurs (fig. C.6(d) et C.7(d)) sont de l’ordre de la dizaine de μV pour une tension

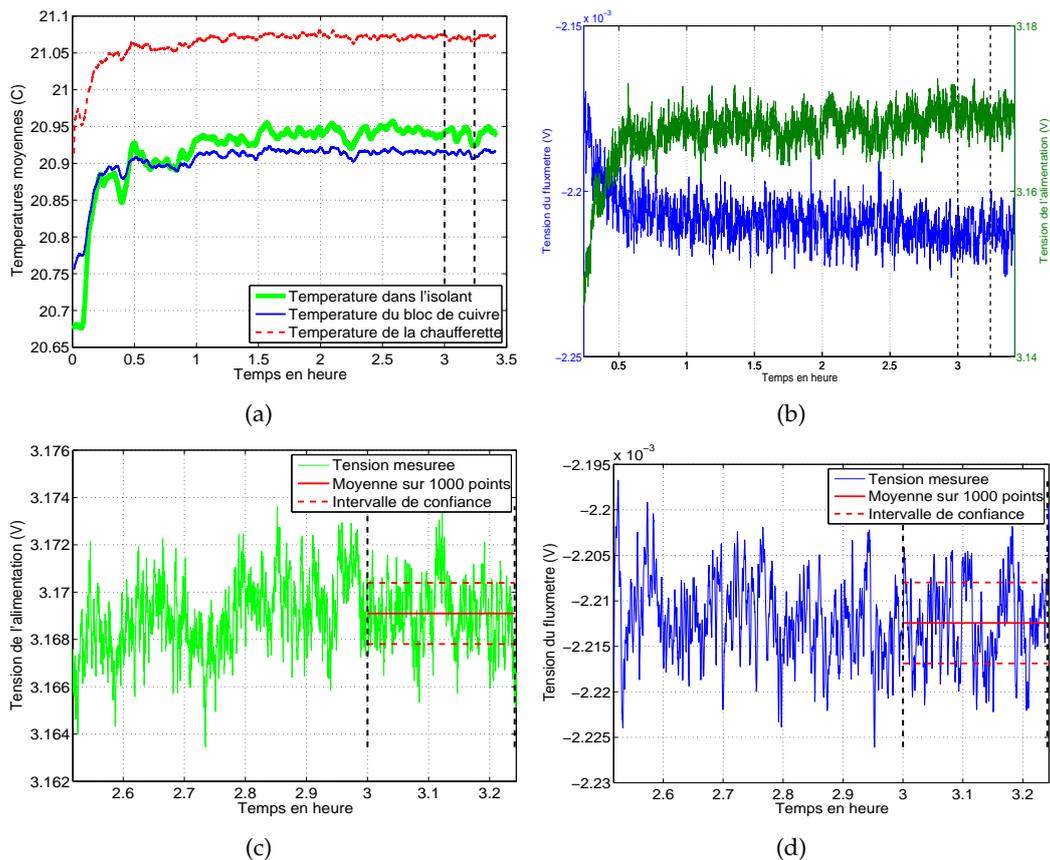


FIGURE C.6 – Résultats de l'étalonnage du fluxmètre 1022 ; les traits noirs en pointillé représentent la tranche sur laquelle nous avons pris les 1000 points pour l'étalonnage. Le graphique (a) représente les températures mesurées lors de l'étalonnage, le graphe (b) les tensions de l'alimentation et du fluxmètre. Les courbes du dessous montrent les variations de tensions de l'alimentation (c) et du fluxmètre (d).

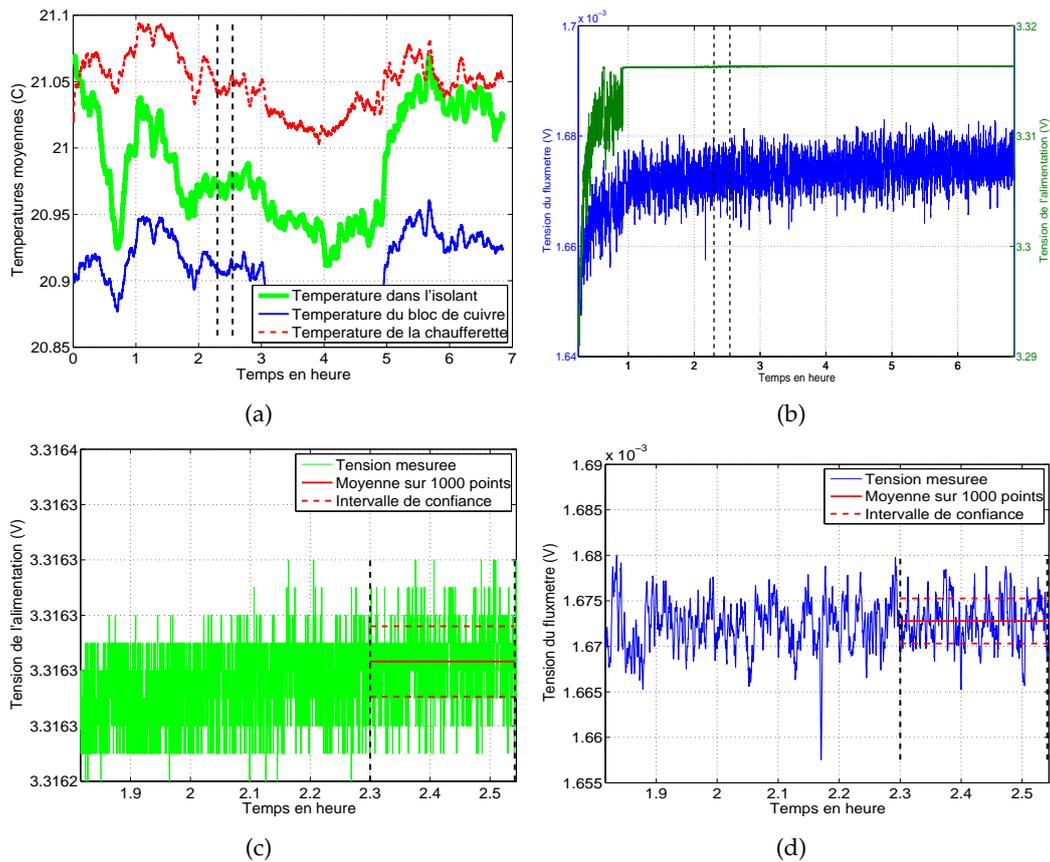


FIGURE C.7 – Résultats de l'étalonnage du fluxmètre 2030 ; les traits noirs en pointillé représentent la tranche sur laquelle nous avons pris les 1000 points pour l'étalonnage. Ici nous n'avons pas attendu les 3 heures pour moyenner, car les variations de régulation du bain thermostaté imposaient des écarts de températures non négligeables. C'est pourquoi nous avons choisi de moyenner dans une zone relativement stable. Le graphique (a) représente les températures mesurées lors de l'étalonnage, le graphe (b) les tensions de l'alimentation et du fluxmètre. Les courbes du dessous montrent les variations de tensions de l'alimentation (c) et du fluxmètre (d).

Fluxmètres	Date (aammjj)	Temps (h :min)	t_0 (h)	T_{bain} (°C)
1022	100504	3 :25	3,00	21
1023	100505	3 :24	2,65	20
1024	100505	3 :11	2,70	20
1025	100505	2 :58	2,50	20
1026	100505	3 :01	2,50	20
1027	100506	3 :16	3,00	20
1028	100506	3 :09	2,80	20
1029	100506	3 :16	3,00	20
1030	100506	2 :56	2,50	20
1031	100507	3 :22	3,00	20
1032	100507	2 :38	2,00	20
1033	100507	3 :06	2,50	20
2022	100428	3 :15	2,50	23
2023	100503	3 :24	3,00	20
2024	100428	4 :25	3,00	23
2025	100429	4 :53	3,50	21
2026	100429	3 :00	2,00	21
2027	100430	3 :16	3,00	20
2028	100503	3 :15	3,00	21
2029	100416	3 :27	2,50	21
2030	100416	6 :51	2,30	21
2031	100427	3 :33	3,00	22
2032	100427	3 :24	3,00	22
2033	100428	3 :19	3,00	23

TABLE C.3 – Conditions d'étalonnage des fluxmètres ; pour chacun, la tension affichée par l'alimentation était de 3, 30 V.

mesurée de l'ordre du millier de μV soit 1% ce qui est assez bon comme précision.

Les conditions d'étalonnage des 24 fluxmètres, et les résultats de ces étalonnages à 50 W.m^{-2} sont donnés dans les tableaux C.3 et C.4.

C.2.6 Résultats de l'étalonnage des capteurs

L'étalonnage de nos fluxmètres consiste donc à trouver le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine de la droite reliant la tension mesurée à la densité de flux de chaleur imposée. L'ordonnée à l'origine est mesurée directement par la mesure du zéro (cf. § C.2.4), et le coefficient directeur est obtenu grâce à la mesure faite à 50 W.m^{-2} . Le tableau C.5 donne les résultats de l'étalonnage des fluxmètres sous la forme :

$$q_{mesuree} = \frac{U_{fluxmetre} - b}{a}. \quad (C.6)$$

C.2.7 Linéarité de la réponse des capteurs

Le test effectué à 32 W correspond à une densité de puissance de 3200 W.m^{-2} sur la chaufferette n° : 1022. Il nous a permis d'évaluer le temps d'établissement de

Capteur	Flux imposé (W.m ⁻²)	Tension mesurée (mV)	Écart-type (μV)	Capteur	Flux imposé (W.m ⁻²)	Tension mesurée (mV)	Écart-type (μV)
1022	46,78	-2,212	4,4	2022	49,74	2,044	3,8
1023	48,36	2,245	5,5	2023	49,37	2,026	4,5
1024	48,14	2,328	4,5	2024	49,52	2,015	3,2
1025	48,14	2,386	5,0	2025	49,27	2,107	4,4
1026	48,24	2,352	5,3	2026	49,65	2,077	3,6
1027	48,12	2,318	4,5	2027	49,28	1,838	3,7
1028	48,30	2,396	4,9	2028	49,45	1,927	3,6
1029	48,15	2,377	4,8	2029	49,51	1,893	3,4
1030	48,41	2,491	5,5	2030	49,81	1,673	2,5
1031	48,16	2,528	5,1	2031	49,43	1,877	3,0
1032	48,25	2,533	5,7	2032	49,61	2,050	3,7
1033	48,37	2,574	5,2	2033	52,02	2,350	4,0

TABLE C.4 – Résultats de l'étalonnage des fluxmètres à 50 W.m⁻².

Capteur	a (μV / (W.m ⁻²))	b (μV)	Incert. (%)	Capteur	a (μV / (W.m ⁻²))	b (μV)	Incert. (%)
1022	-49,4	1,4	0,3	2022	43,3	0,7	0,4
1023	48,4	0,8	0,6	2023	43,3	1,6	0,6
1024	50,4	0,8	0,5	2024	42,9	0,7	0,3
1025	51,7	1,0	0,5	2025	45,1	1,9	0,5
1026	50,8	0,6	0,6	2026	44,1	1,9	0,4
1027	50,2	0,1	0,5	2027	39,3	1,1	0,5
1028	51,7	-0,4	0,5	2028	41,1	0,6	0,5
1029	51,5	0,5	0,5	2029	40,3	0,0	0,4
1030	53,6	0,1	0,6	2030	35,5	-0,1	0,3
1031	54,7	0,3	0,5	2031	40,1	-0,4	0,3
1032	54,7	0,4	0,6	2032	43,6	0,4	0,4
1033	55,5	1,3	0,5	2033	49,9	0,1	0,4

TABLE C.5 – Coefficients de régression linéaire pour l'étalonnage des fluxmètres. L'incertitude (Incert.) donnée ici est calculée à partir des écarts-types mesurés, elle est à mettre en relation avec l'incertitude calculée dans le § C.2.8.

Flux imposé (W.m^{-2})	0	47,43	3202
Tension du fluxmètre (V)	$1,370.10^{-6}$	$2,229.10^{-3}$	$1,501.10^{-1}$

TABLE C.6 – Sensibilité du capteur 1022 en fonction de la densité de flux de chaleur injectée.

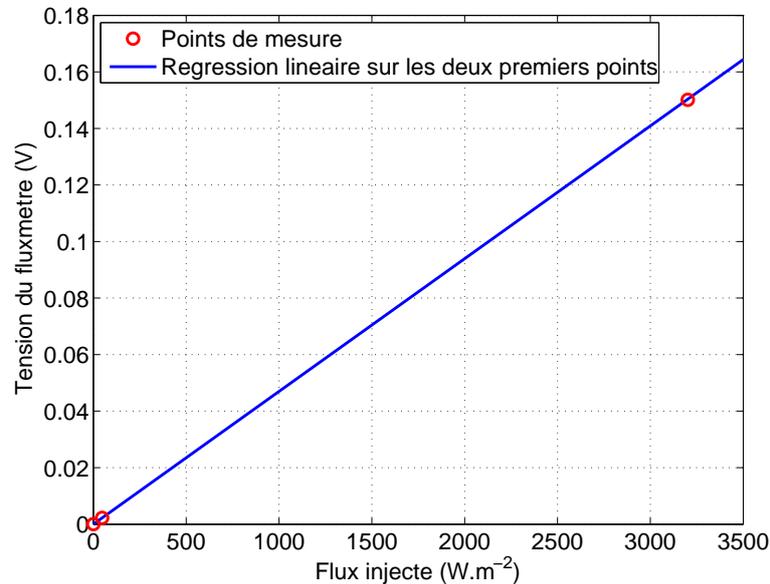


FIGURE C.8 – Réponse du fluxmètre 1022 pour deux densités de flux de chaleur imposées différentes et une densité de flux de chaleur nulle (cf. tableau C.6). La droite bleue est construite à partir des deux points $(0 ; 1,37.10^{-6})$ et $(47,43 ; 2,289.10^{-6})$.

l'expérience, mais il donne aussi une idée sur la linéarité de la réponse des fluxmètres. Pour l'étalonnage des fluxmètres, nous utilisons les valeurs prises avec une densité de flux de chaleur nulle et une de 47 W.m^{-2} . Nous allons maintenant vérifier que la réponse des capteurs en fonction de la densité de flux de chaleur est linéaire.

Le tableau C.6 présente les réponses du fluxmètre 1022 en fonction de la densité de flux de chaleur qui le traverse ; ces réponses sont reportées sur la figure C.8. Sur cette figure, la droite est tracée à partir des points à 0 et à 47 W.m^{-2} .

La figure C.8 valide bien la linéarité des capteurs ; en effet l'écart entre la mesure à 3200 W.m^{-2} et la droite construite sur les valeurs à 0 et à 47 W.m^{-2} est de 0,19 %. Bien sûr cette validation n'est statistiquement pas correcte, car elle est faite sur trois points, mais elle nous conforte dans l'idée d'une réponse linéaire. D'autant plus que pour l'expérience, les fluxmètres seront amenés à mesurer des densités de flux de chaleur de l'ordre de 50 W.m^{-2} .

C.2.8 Incertitudes

Nous avons trois types d'incertitudes dans cet étalonnage :

- l'incertitude sur les mesures de températures ;
- l'incertitude sur la mesure de tension aux bornes du fluxmètre ;
- l'incertitude sur la densité de flux de chaleur traversant le capteur.

Les deux premières sont uniquement des incertitudes de mesure dues à la précision de la centrale d'acquisition Agilent® (pour les fluxmètres) et aux cartes d'acquisition National Instrument du banc d'étalonnage (pour les thermocouples). Ces

	Calibre	Précision (\pm)
Tension de l'alimentation (3, 30 V)	10 V	0, 2 mV
Tension du capteur (sous 50 W.m ⁻²)	100 mV	4 μ V
Tension du capteur (mesure de l'offset)	100 mV	4 μ V
Température	2000°C	1°C
Résistance de la chaufferette	100 Ω	6 m Ω

TABLE C.7 – Précision des mesures (données constructeur) liée à l'acquisition lors de l'étalonnage des fluxmètres.

incertitudes de mesures sont reportées dans le tableau C.7. L'incertitude de mesure de température est grande car les thermocouples n'ont pas été étalonnés lors du montage du banc ; il y a donc une erreur globale sur les mesures de température qui peut être estimée à 1°C.

La troisième incertitude, quant à elle, est une somme de plusieurs incertitudes. En effet, la densité de flux de chaleur qui traverse le capteur lors de l'étalonnage est calculée à partir de la tension aux bornes de cette chaufferette et de la résistance de celle-ci, et du retranchement des pertes dans l'isolant :

$$q = \frac{U^2}{R_{chauff}S} - \frac{\Delta T}{R_{isol}}. \quad (C.7)$$

Nous avons donc dans cette mesure de densité de flux de chaleur trois sources d'erreurs : les erreurs sur la mesure de la tension aux bornes de la chaufferette, les erreurs sur la mesure de la résistance électrique (sachant que cette mesure inclut la résistance des fils qui est retranchée par la suite), et les erreurs faites sur la mesure des températures. L'erreur est donc :

$$\frac{dq}{q} = \frac{d\left(\frac{U^2}{R_{chauff}S}\right)}{\frac{U^2}{R_{chauff}S}} + \frac{d\left(\frac{\Delta T}{R_{isol}}\right)}{\frac{\Delta T}{R_{isol}}}; \quad (C.8)$$

avec,

$$\frac{d\left(\frac{U^2}{R_{chauff}S}\right)}{\frac{U^2}{R_{chauff}S}} = \frac{2dU}{U} + \frac{dR_{chauff}}{R_{chauff}} + \frac{dS}{S}; \quad (C.9a)$$

$$\frac{d\left(\frac{\Delta T}{R_{isol}}\right)}{\frac{\Delta T}{R_{isol}}} = \frac{dR_{isol}}{R_{isol}} + \frac{d\Delta T}{\Delta T}. \quad (C.9b)$$

Le tableau C.8 donne les valeurs des différents termes des équations C.9, les incertitudes sur la mesure de la surface et de la conductivité thermique des matériaux seront négligées car les valeurs proviennent de données industrielles fines ou très bien connues. L'erreur sur la mesure de la résistance thermique est liée à l'incertitude sur la mesure de l'épaisseur du chanvre (± 1 mm), qui induit une incertitude sur la résistance thermique de ± 25 mK.m².W⁻¹.

La comparaison des différents termes impliqués dans les calculs d'incertitudes (éq. C.9) montre la prédominance du terme de température sur celui sur la résistance de l'isolant ce qui donne :

C. Étalonnage des fluxmètres

U	$\frac{2dU}{U}$	R_{chauff}	$\frac{dR_{chauff}}{R_{chauff}}$	R_{isol}	$\frac{dR_{isol}}{R_{isol}}$	ΔT	$\frac{d\Delta T}{\Delta T}$
(V)		(Ω)		($K.m^2.W^{-1}$)		($^{\circ}C$)	
3,3000	$1,2.10^{-4}$	23,000	$2,6.10^{-4}$	1,69	$1,5.10^{-2}$	0,1	10

TABLE C.8 – Valeurs des différents termes intervenant pour le calcul d’incertitude de l’équation C.8. Les valeurs des grandeurs mesurées (U , R ...) sont des valeurs moyennes.

$$\frac{d\left(\frac{U^2}{R_{chauff}S}\right)}{\frac{U^2}{R_{chauff}S}} \sim \frac{2dU}{U} + \frac{dR_{chauff}}{R_{chauff}}; \quad (C.10a)$$

$$\frac{d\left(\frac{\Delta T}{R_{isol}}\right)}{\frac{\Delta T}{R_{isol}}} \sim \frac{d\Delta T}{\Delta T}. \quad (C.10b)$$

En reportant dans l’équation C.8 :

$$\frac{dq}{q} \sim \underbrace{\frac{U^2}{R_{chauff}Sq} \left(\frac{2dU}{U} + \frac{dR_{chauff}}{R_{chauff}} \right)}_{5.10^{-4}} + \underbrace{\frac{d\Delta T}{R_{isol}q}}_{1,2.10^{-2}}. \quad (C.11)$$

Finalement :

$$\frac{dq}{q} \sim \frac{d\Delta T}{R_{isol}q} \sim 1,2\%. \quad (C.12)$$

L’incertitude sur la mesure de la densité de flux de chaleur traversant la chauffeferette est donc de 1,2%. Cette incertitude est assez satisfaisante dans le sens où elle surestime grandement l’erreur à cause de l’étalonnage des thermocouples qui n’a pas été fait (ces thermocouples sont associés au banc d’étalonnage, à ne pas confondre avec les thermocouples dont nous parlons dans le chapitre suivant). Par ailleurs, comme nous serons amenés à mesurer des pertes (qui seront de l’ordre de 1% de la densité de flux de chaleur injectée maximum) l’incertitude sur la densité de flux de chaleur injectée sera encore plus faible ($1,2\% \times 1\% \sim 0,01\%$).

Annexe D

Étalonnage des thermocouples

D.1 Principe de l'étalonnage

Avant d'expliquer le principe d'étalonnage des thermocouples, nous commencerons par présenter le fonctionnement de ceux-ci.

D.1.9 Fonctionnement d'un thermocouple

Le thermocouple est un moyen de mesure de température assez répandu. Le principal avantage de cette technique est sa taille ; pouvant aller jusqu'à quelque μm de diamètre, ils sont peu encombrants et ont une inertie très faible ce qui permet d'avoir des fréquences d'acquisition plus élevées que des capteurs résistifs. Leur point limitant vient d'une part de la nécessité de disposer d'une température de référence et d'autre part de leur faible sensibilité ($40\mu\text{V}\cdot\text{C}^{-1}$).

D.1.9.1 Principe de mesure

La mesure de température par thermocouple est basée sur l'**effet Seebeck**.

L'effet Seebeck est un effet thermoélectrique, découvert par le physicien allemand Thomas Johann Seebeck en 1821. Il montre que dans un circuit ouvert constitué de deux matériaux de natures différentes reliés en un point, une différence de température entre la jonction et les deux extrémités induit une force électromotrice aux bornes du circuit qui dépend des coefficients de Seebeck des deux matériaux.

Le schéma d'un thermocouple est présenté sur la figure D.1. Il est constitué de deux fils de matériaux conducteur ayant des coefficients de Seebeck assez différents et reliés en un point C que l'on appelle généralement « soudure chaude ». Les deux autres extrémités de ces fils (F_1 et F_2) sont reliés à des fils de cuivre eux-mêmes reliés à un voltmètre permettant de mesurer la f.e.m. aux bornes du thermocouple. L'ensemble $F_1 F_2$ constitue la « soudure froide ».

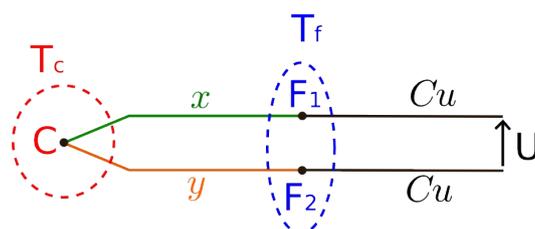


FIGURE D.1 – Schéma d'un thermocouple.

Ainsi, de par l'effet Seebeck, une différence de température entre la jonction chaude (C) et la jonction froide (F) induit une différence de potentiel entre les points F_1 et F_2 de la jonction froide. Cette différence de potentiel étant proportionnel au coefficient de Seebeck (S_{xy}) du couple de matériau xy :

$$\Delta T_{CF} = S_{xy} \Delta V_{F_1 F_2}.$$

Le thermocouple permet donc de mesurer des écarts de température par rapport à une température de référence via le coefficient de Seebeck des deux matériaux. Ces derniers sont obtenus par étalonnage.

D.1.9.2 Jonction froide

Comme le montre le paragraphe précédent, les thermocouples ne mesurent qu'un écart de température, ils nécessitent donc la mise en place d'une jonction « froide ». Pour notre expérience, nous utilisons des thermocouples de type K (i.e. thermocouples chromel-alumel, constitués d'alliages de Ni-Cr et de Ni-Al).

Ces différents thermocouples seront reliés à deux jonctions froides réunies dans un même boîtier isolé ; nous avons une jonction froide par bloc paroi, chaque jonction contenant 20 thermocouples (12 thermocouples pour la température de paroi, 2 pour la température dans l'isolant et 6 dans l'eau de la cellule à l'extérieur du canal). La jonction froide se compose d'un barillet en cuivre, à l'intérieur duquel sont placés les soudures froides des thermocouples autour d'une sonde de référence en platine (Pt100) permettant de connaître la température absolue de l'ensemble ; le tout est ensuite isolé de l'extérieur (voir photos D.2). Les trous des barillets sont remplis de pâte thermique pour homogénéiser la température des jonctions froides. Ainsi toutes les jonctions froides de tous les thermocouples seront à la même température, et cette dernière sera mesurée par une sonde platine qui aura été étalonnée au préalable (§ D.2.12) pour permettre une mesure précise des températures au sein de l'expérience.

D.1.10 Étalonnage des thermocouples

L'étalonnage s'effectue en trois temps :

- l'étalonnage des deux sondes Pt100 qui mesurent les températures des jonctions froides (§ D.2.12) ;
- la mise en place des jonctions froides (cf. § D.2) ;
- l'étalonnage des thermocouples (§ D.2.13).

Le principe est le même pour les deux étapes d'étalonnage, il consiste à mesurer avec le capteur à étalonner (thermocouple ou Pt100) différentes températures sur un temps suffisamment grand, et à calculer le polynôme d'interpolation qui relie le signal électrique mesuré à la température. La température mesurée par les capteurs lors de l'étalonnage est aussi mesurée avec une sonde de référence étalonnée par la société AOIP (l'étalonnage a été fait sur la chaîne de mesure avec le multimètre associé) avec une précision de 0,01°C. La mesure par thermocouple étant une différence de température entre la jonction froide et la chaude, nous étalonnons d'abord les sondes Pt100 pour avoir la température des soudures froides, celle de la soudure chaude étant donnée par la sonde de référence.

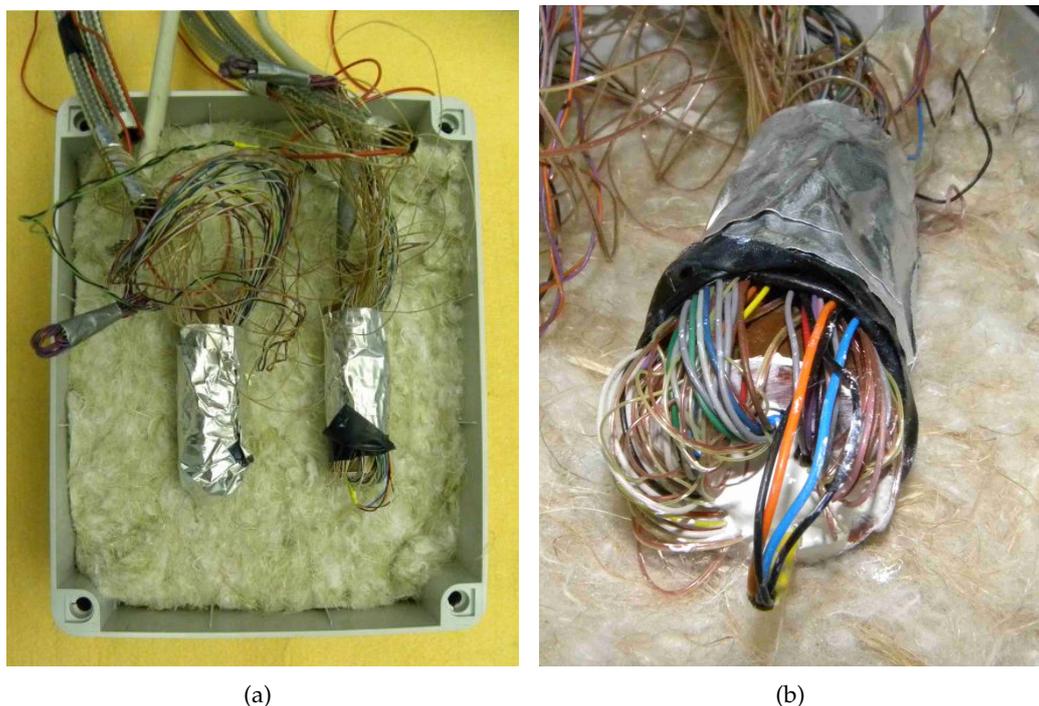


FIGURE D.2 – Photos de la boîte contenant les jonctions froides. Sur la photo de droite nous pouvons voir un gros plan du dessus du barillet en cuivre, les quatre fils en premier plan (noir/orange et noir/bleu) sont ceux de la sonde Pt100, la pâte blanche au centre est la pâte thermique que nous avons mis dans les trous pour améliorer les échanges thermiques et garantir une température homogène dans le barillet.

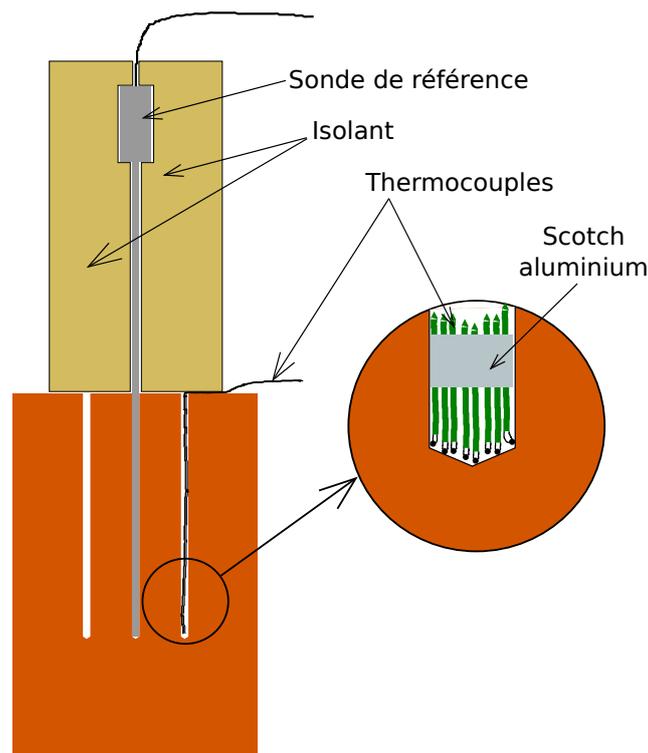


FIGURE D.3 – Schéma du banc d'étalonnage des thermocouples.

D.1.11 Banc d'étalonnage

Si le principe d'étalonnage reste simple, sa mise en œuvre l'est moins ; en effet, il faut pouvoir s'assurer que la température mesurée par la sonde de référence et celles mesurées par les thermocouples soient exactement les mêmes. Pour cela nous utilisons un bloc de cuivre cylindrique de 15 cm de haut pour 10 cm de diamètre. Ce bloc est percé en son centre sur 10 cm de profondeur, et quatre autres trous identiques sont réalisés autour du trou central à 2 cm de façon à former une croix. La sonde de référence, qui est une sonde platine de référence étalonnée par la société AOIP, est insérée dans le trou central, et les thermocouples (ou sonde Pt100 pour l'étalonnage des jonctions froides) sont insérés dans les trous autour. Ainsi, le cuivre étant très conducteur, nous pouvons supposer que la température mesurée par les thermocouples et par la sonde de référence est identique ; cela revient à supposer que la température au cœur (5 cm de diamètre) du cylindre de cuivre est homogène. La profondeur des trous a été choisie en fonction de la sonde de référence, cette dernière mesure environ 60 cm de long et sa partie sensible se situe sur les 10 derniers centimètres ; c'est pourquoi il est important que ces 10 cm de sonde soient à la même température. De plus, pour éviter que la conduction le long de la sonde de référence (qui est en inox) vienne perturber les mesures, la partie de la sonde qui sort du bloc est isolée à l'aide de 10 cm de styrodur (cf. schéma D.3).

Le bloc est ensuite plongé dans un bain thermostaté qui impose les différents paliers de température (voir figure D.4).

D.2 Résultats

Comme nous l'avons vu précédemment (§ D.1.9.1), les thermocouples mesurent une différence de température entre un point et une jonction froide. C'est pourquoi

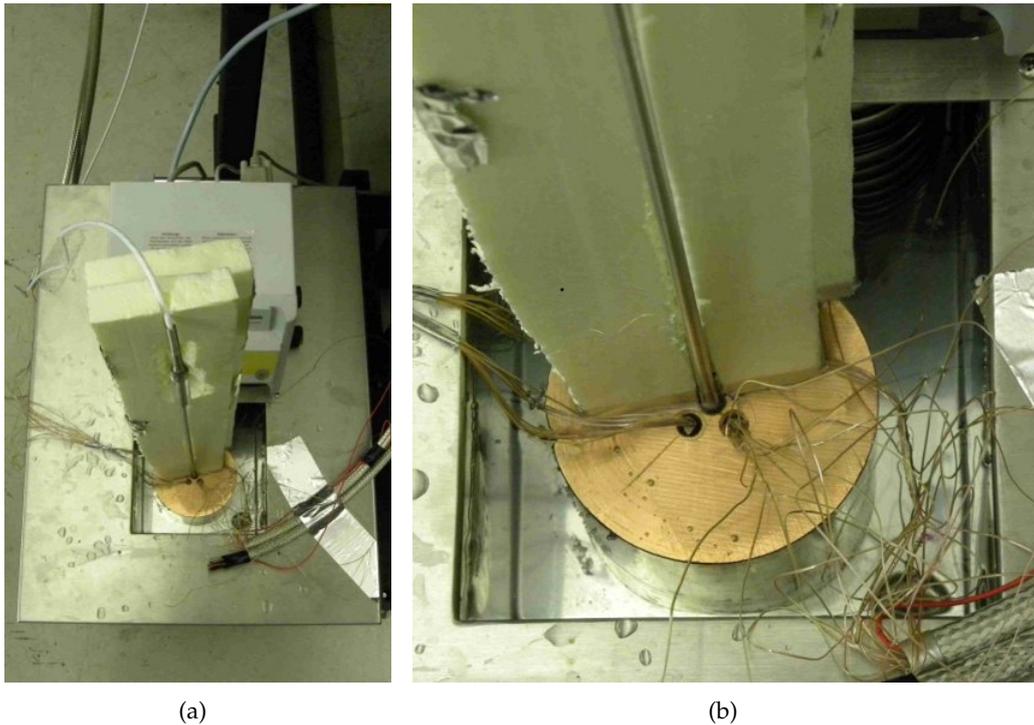


FIGURE D.4 – Photos présentant le banc d'étalonnage des thermocouples ; sur ces photos, une moitié de l'isolant a été enlevée afin de bien voir la sonde de référence et les thermocouples dans les trous du cylindre de cuivre.

il est important de connaître précisément la température de cette jonction froide, et donc d'étalonner les sondes platines qui la mesurent.

Comme pour l'étalonnage des fluxmètres, les thermocouples et les sondes platines seront ici repérés par leur numéro de voie au niveau de la centrale d'acquisition. Les thermocouples de la première paroi sont reliés aux voies 1001 à 1019 et 1021, ceux de la deuxième sont branchés sur les voies 2001 à 2019 et 2021. Les voies 1020 et 2020 sont réservées aux sondes platines associées aux jonctions froides respectives. La mesure des résistances platines se fait par un montage à 4 fils pour s'affranchir de la résistance des fils.

D.2.12 Étalonnage des sondes platines

L'étalonnage des sondes platines a été fait à l'aide du banc décrit précédemment (§ D.1.11) pour 5 paliers de température (consigne donnée au bain thermostaté) : 10, 15, 20, 25 et 30°C (voir figure D.5). Ces températures ont été choisies comme représentatives des températures qu'il pourrait y avoir dans la salle d'expérience ; elles représentent une gamme étendue de températures classiques dans un bâtiment.

La figure D.5 présente la réponse de la sonde de référence pendant l'étalonnage ; la figure D.6, quant à elle, montre les réponses des deux sondes Pt100 (D.6(b)) et de la sonde de référence (D.6(a)) lors de l'étalonnage pour le palier à 25°C. Comme pour les thermocouples (voir § D.2.13), nous pouvons voir sur ces courbes que le régime établi est rapidement atteint. Pour chaque palier, nous avons sélectionné les 500 à 800 derniers points (soit 2h15 à 3h30) en régime établi pour ensuite faire une interpolation polynomiale d'ordre 2 sur l'ensemble des paliers. Le choix de l'ordre 2 est classique pour les sondes Pt100 car il représente bien les variations de la résis-

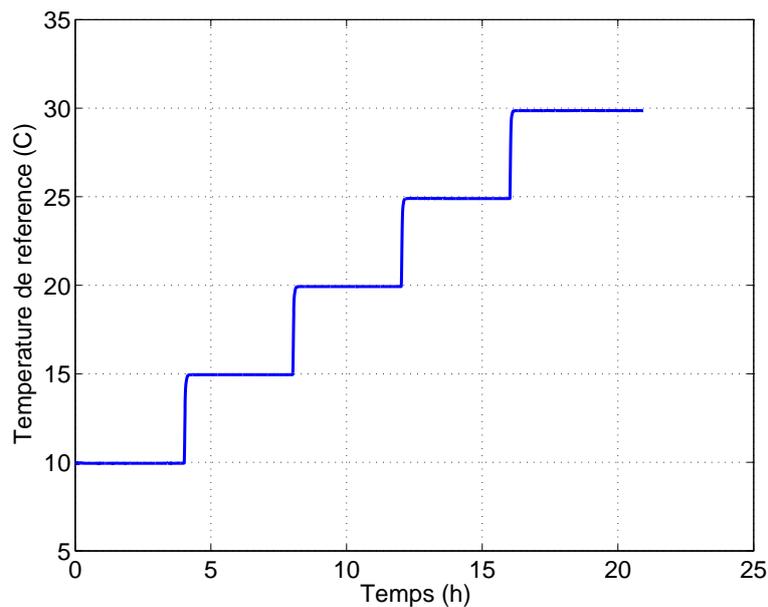


FIGURE D.5 – Température mesurée par la sonde de référence, pendant l'étalonnage des sondes platines, en fonction du temps.

Sonde (Voie)	a_{Pt100} ($m\Omega.K^{-1}$)	b_{Pt100} ($m\Omega.K^{-1}$)	c_{Pt100} (Ω)	Écart-type ($m\Omega$)
1020	$-5,673.10^{-2}$	391,1	99,9973	0,25
2020	$-5,671.10^{-2}$	391,3	99,9978	0,23

TABLE D.1 – Coefficients d'interpolation des sondes Pt100 des jonctions froides.

tance du platine en fonction de la température. La figure D.7 présente l'interpolation faite sur la mesure de la résistance des sondes platines. Nous avons aussi tracé sur cette figure les écarts-types des mesures ; nous voyons bien ici que l'erreur de mesure annoncée par Agilent® (20 m Ω , cf. tab. D.4) est bien supérieure à nos écarts-types ($\sim 0,25$ m Ω). Nous verrons la même chose avec les thermocouples, ceci est dû à l'erreur systématique prise en compte par Agilent®, dont nous nous affranchissons avec l'étalonnage. Nous utiliserons pour les calculs d'incertitude l'erreur aléatoire estimée à 0,25 m Ω .

L'interpolation polynomiale d'ordre 2 pour chaque sonde, s'écrit :

$$R_{Pt100} = a_{Pt100}T^2 + b_{Pt100}T + c_{Pt100}; \quad (D.1)$$

la température dans cette équation est exprimée en °C. Les coefficients des interpolations, ainsi que les écarts-types des mesures par rapport à cette interpolation sont donnés dans le tableau D.1.

D.2.13 Étalonnage des thermocouples

L'étalonnage des thermocouples est fait de la même façon que pour les sondes Pt100, ils sont assemblés par faisceaux de 10 et mis dans les 4 trous autour de la sonde de référence.

Cependant ici, la plage de température balayée est complètement différente car elle doit correspondre à ce que nous serons amenés à mesurer dans le canal. C'est

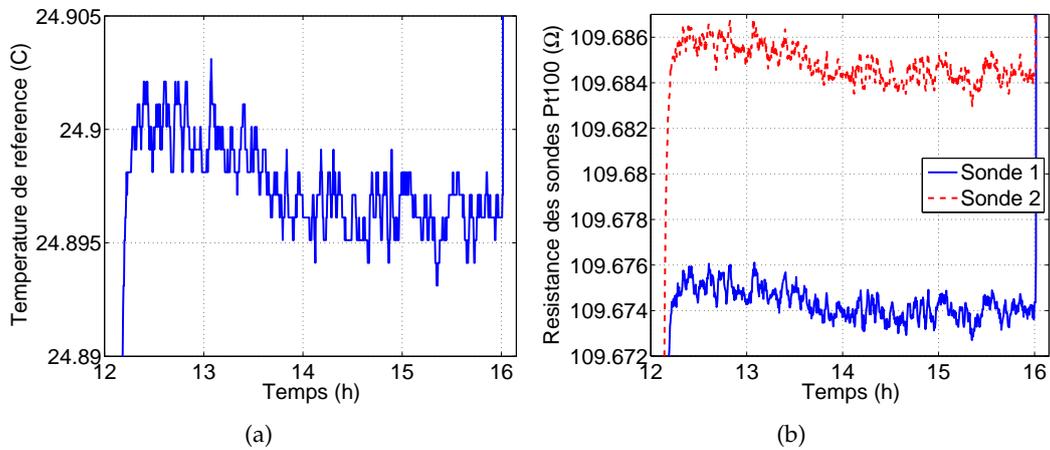


FIGURE D.6 – Ces deux courbes présentent un agrandissement de la température mesurée avec la sonde de référence (à gauche) et de la résistance des deux sondes Pt100 (à droite) pour le palier à 25°C.

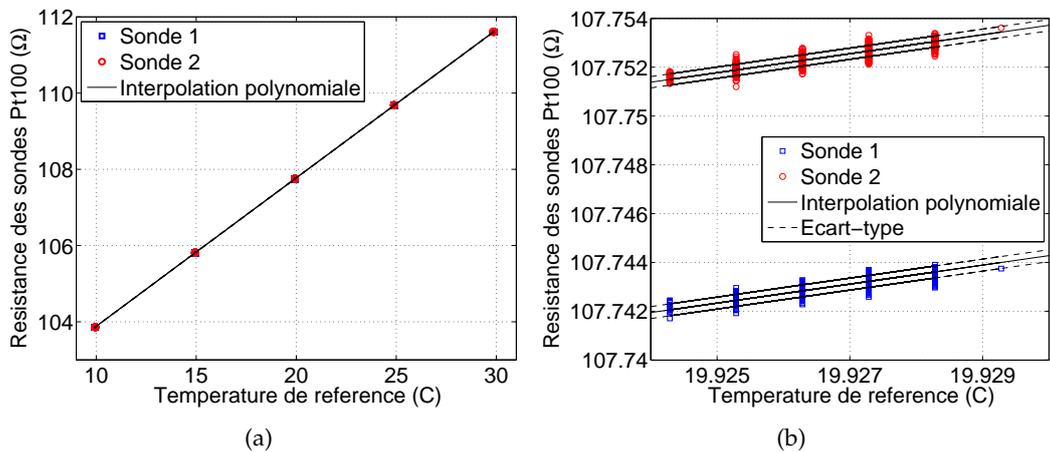


FIGURE D.7 – Figures présentant la mesure de la résistance des sondes Pt100 en fonction de la température de référence pendant l'étalonnage. La figure de gauche montre l'ensemble de l'étalonnage, alors que celle de droite montre un agrandissement sur le palier à 20°C avec les écarts-types des différences entre les mesures et les interpolations. Les valeurs discrètes prises par la sonde de référence correspondent à la sensibilité de la mesure.

D. Étalonnage des thermocouples

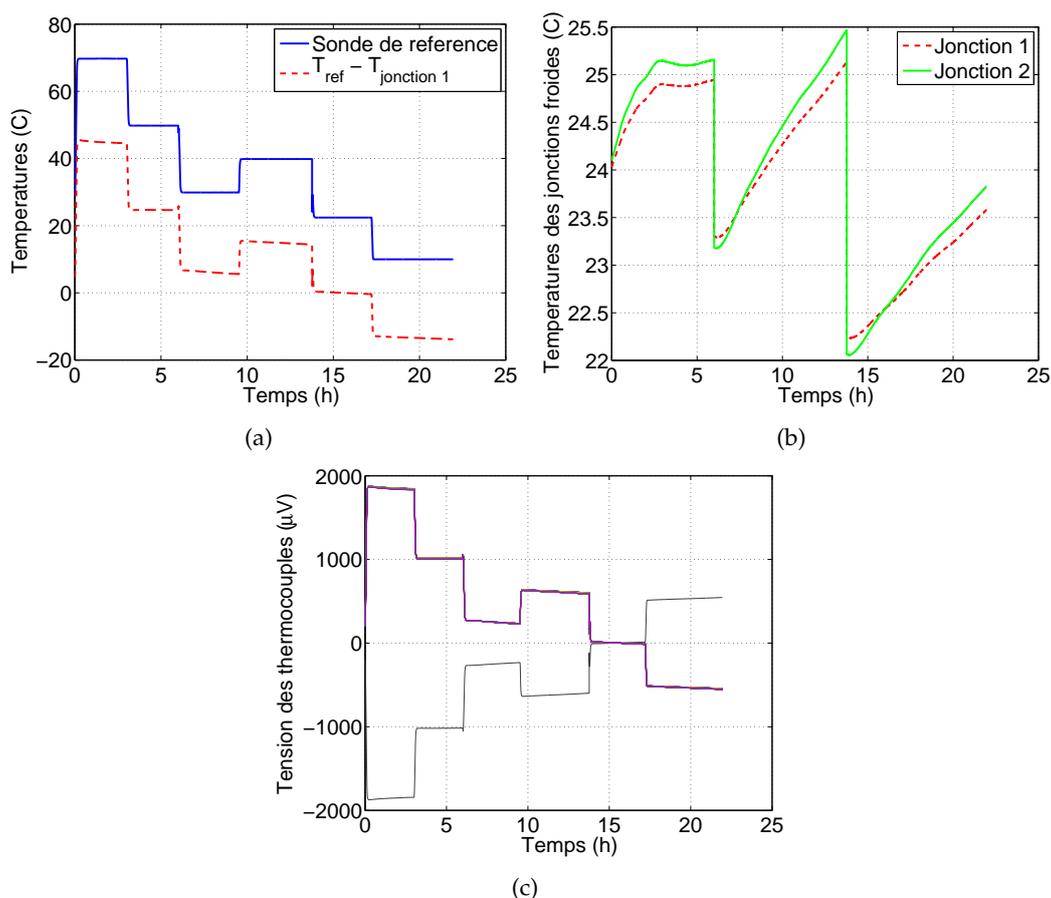


FIGURE D.8 – Cette figure présente les mesures faites pendant l'étalonnage des thermocouples rassemblées sur les mêmes graphes (l'étalonnage a été fait en trois jours). La figure en haut à gauche montre l'évolution de la température mesurée par la sonde de référence ainsi que la différence de température entre la sonde et la jonction froide 1. Celle en haut à droite présente l'évolution de la température des deux jonctions froides. Celle du bas montre les tensions mesurées aux bornes des 40 thermocouples ; nous pouvons voir ici que le thermocouple de la voie 1007 est branché à l'envers.

pourquoi nous avons choisi de prendre comme paliers : 10, 22,5, 30, 40, 50 et 70°C. Le palier à 22,5°C (température de la pièce lors de ce palier) a été choisi pour faire le « zéro », de façon à ce que les thermocouples et les jonctions froides soient quasiment à la même température. La figure D.8 présente l'ensemble des mesures rassemblées sur les mêmes graphes (l'étalonnage s'est fait sur trois jours au rythme de deux paliers par jour).

Dans un premier temps, nous constatons la bonne stabilité de la température imposée par le bain (voir la température de référence sur la figure D.8(a)) dont les variations de température durant un palier sont de l'ordre de l'incertitude de mesure de la sonde (0,01°C). En revanche, la température des jonctions froides varie beaucoup ($\sim 1^\circ\text{C}$, cf. fig. D.8(b)). Nous verrons plus loin comment nous intégrons cette variation dans notre étalonnage.

Le deuxième point que nous noterons, est qu'un thermocouple (le 1007) est branché à l'envers, c'est pourquoi nous observons un signal négatif sur la figure D.8(c). Ceci n'est pas un problème, mais il faut le prendre en compte lors du calcul

$$\begin{aligned}
b_0 &= -1.7600413686 \times 10^1 \\
b_1 &= 3.8921204975 \times 10^1 \\
b_2 &= 1.8558770032 \times 10^{-2} \\
b_3 &= -9.9457592874 \times 10^{-5} \\
b_4 &= 3.1840945719 \times 10^{-7} \\
b_5 &= -5.6072844889 \times 10^{-10} \\
b_6 &= 5.6075059059 \times 10^{-13} \\
b_7 &= -3.2020720003 \times 10^{-16} \\
b_8 &= 9.7151147152 \times 10^{-20} \\
b_9 &= -1.2104721275 \times 10^{-23}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
c_0 &= 1.185976 \times 10^2 \\
c_1 &= -1.183432 \times 10^{-4}
\end{aligned}$$

TABLE D.2 – Coefficients de la fonction de référence d'un thermocouple de type K entre 0°C et 1372°C.

des polynômes d'interpolation.

Le traitement utilisé pour l'étalonnage des thermocouples diffère un peu de celui appliqué aux sondes platines. En effet, au lieu de chercher directement un polynôme d'interpolation reliant la tension mesurée à la température, nous apportons une correction aux fonctions de référence des couples thermo-électrique normalisés. Ces fonctions de références sont des interpolations faites entre les températures des points fixes définies par l'Échelle Internationale de Températures (EIT-90, cf. [79]). La fonction de référence associée à un thermocouple de type K, entre 0°C et 1372°C, est la suivante :

$$U = b_0 + \sum_{i=1}^9 b_i (t_{90})^i + c_0 \exp[c_1 (t_{90} - 126,9686)^2]; \quad (D.2)$$

où t_{90} désigne la température définie par la norme EIT-90; l'étalonnage étant fait ici pour une jonction froide à 0°C.

Les coefficients b et c sont donnés dans la table D.2.

Nous recherchons donc pour les thermocouples, un polynôme d'approximation d'ordre n reliant la tension mesurée à la tension donnée par la fonction D.2 pour la température mesurée; cet étalonnage peut être représenté par le schéma suivant :

$$T_{\text{mesurée}} \xrightarrow{\text{fonction de référence D.2}} U_{\text{EIT-90}} \xrightarrow{\text{polynôme d'approximation d'ordre } n} U_{\text{mesurée}}$$

Nous tracerons donc toujours la tension mesurée en fonction de la tension normalisée ($U_{\text{EIT-90}}$) calculée avec la fonction de référence D.2 à partir des températures mesurées.

L'étalonnage des thermocouples se fait en trois étapes :

- Sélection de la plage de mesure : Nous constatons, sur la figure D.8(a), que la mise en température est très rapide. Chaque palier dure environ 3h et nous avons sélectionné les 200 à 300 derniers points (~ 2 à 3 h) pour faire l'étalonnage.
- Calcul de chaque point d'étalonnage : Pour chaque palier, à cause de la variation de la température des jonctions froides (fig. D.8(b)), la tension normalisée varie d'environ 40 μV (ce qui correspond à un écart de température

de 1°C) sur la durée de la plage de mesure. En traçant la tension mesurée aux bornes des thermocouples en fonction de la tension normalisée (fig. D.9), nous constatons que le nuage de points est bien approché par une droite de régression linéaire. Nous associons donc, à chaque palier, le point donné par la droite de régression linéaire à la tension normalisée moyenne. L'erreur associée à ce point est prise égale à l'écart-type de la différence entre les mesures et la droite.

- Calcul de la courbe d'étalonnage : Pour chaque palier nous avons donc 1 point d'étalonnage. Nous recherchons ensuite le polynôme de degré le plus faible passant à l'intérieur des bornes d'erreur de chaque point (cf. fig D.10 et D.12).

Les figure D.10, D.11 et D.12 présentent le post-traitement fait sur les mesures de tension. Les figures D.11 et D.12 montrent bien la nécessité d'utiliser un polynôme d'interpolation d'ordre 2 au moins. En effet nous avons tracé sur ces figures l'écart à la régression linéaire afin de zoomer, et nous constatons des écarts allant jusqu'à 3 μV entre les mesures et la régression linéaire.

L'étude approfondie de la figure D.12 justifie les différentes étapes du processus mis en place.

Dans un premier temps, nous pouvons voir que pour chaque palier (mis à part celui fait à une température de bain de 50°C) nous avons un éparpillement des mesures sur environ 30 μV . Ceci est dû à la variation de température des jonctions froides ; le palier à 50°C est plus stable car la température de la pièce était plus stable à ce moment là (zone entre 3 et 6 h sur la figure D.8(b)).

Enfin, nous pouvons constater qu'un polynôme d'ordre 2 est suffisamment précis car il passe entre les barres d'erreur, et qu'aller à l'ordre 3 n'améliore que très peu l'approximation (environ 0,2 μV d'écart maximum entre les deux).

Les résultats de cet étalonnage sont donnés dans le tableau D.3 sous la forme :

$$U_{mesuree} = a_{thermo}U_{EIT-90}^2 + b_{thermo}U_{EIT-90} + c_{thermo}. \quad (D.3)$$

D.2.14 Incertitudes

Nous avons ici trois type de mesures : des mesures de tensions (aux bornes des thermocouples), des mesures de températures (données directement par le multimètre PHP601 étalonné avec la sonde de référence), et des mesures de résistance électriques (aux bornes des Pt100). Le tableau D.4 recense les incertitudes liées aux instruments de mesure. Nous remarquons que l'écart-type sur les tensions (voir figure D.12) que nous avons mesuré aux bornes des thermocouples est dix fois inférieur à l'incertitude donnée par Agilent®. Ceci est dû au fait que, lors de l'étalonnage des thermocouples nous nous affranchissons de l'erreur systématique liée au multimètre, et nous avons donc une erreur de 0,4 μV au lieu de 4 μV . De même pour la mesure avec les sondes Pt100 où l'erreur est plutôt de l'ordre de 0,25 m Ω (cf. § D.2.12).

Les incertitudes pour l'étalonnage des thermocouples sont liées à la précision de la sonde de référence et à celle des sondes Pt100 qui mesurent la température des jonctions froides.

C'est pourquoi dans un premier temps nous calculerons l'incertitude sur la mesure de température des jonctions froides avant de calculer celle sur les thermocouples.

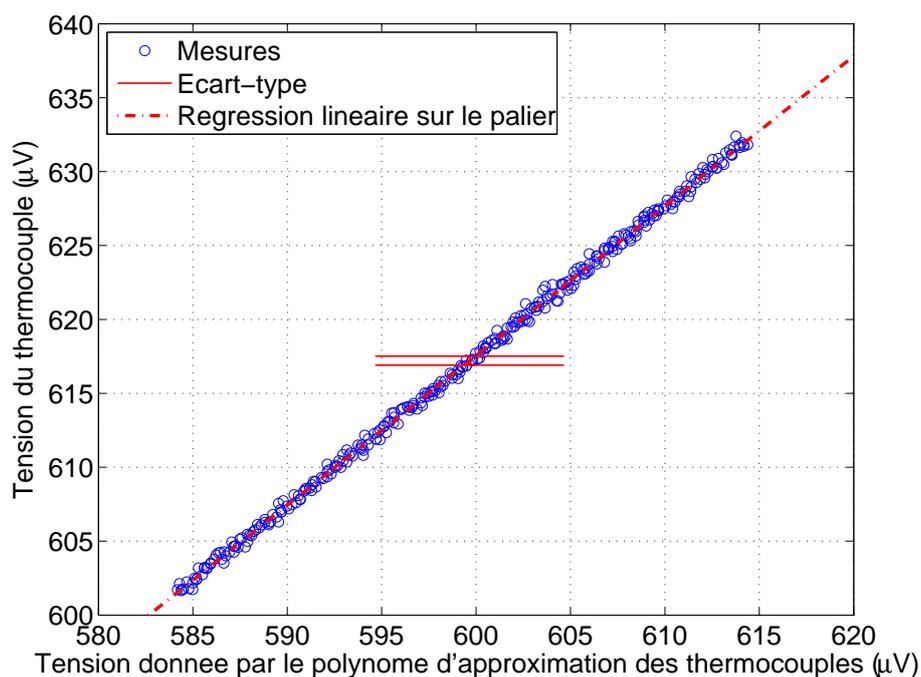


FIGURE D.9 – Relation entre la tension $U_{mesuree}$ et la tension normalisée U_{EIT-90} lors de l'étalonnage du thermocouple 1 (voie 1001) au palier à 40°C ($T_{ref} - T_{jonc} \sim 15^{\circ}\text{C}$). Le point central correspond au point de la droite pour la tension normalisée moyenne. Il sera utilisé pour déterminer la courbe d'étalonnage.

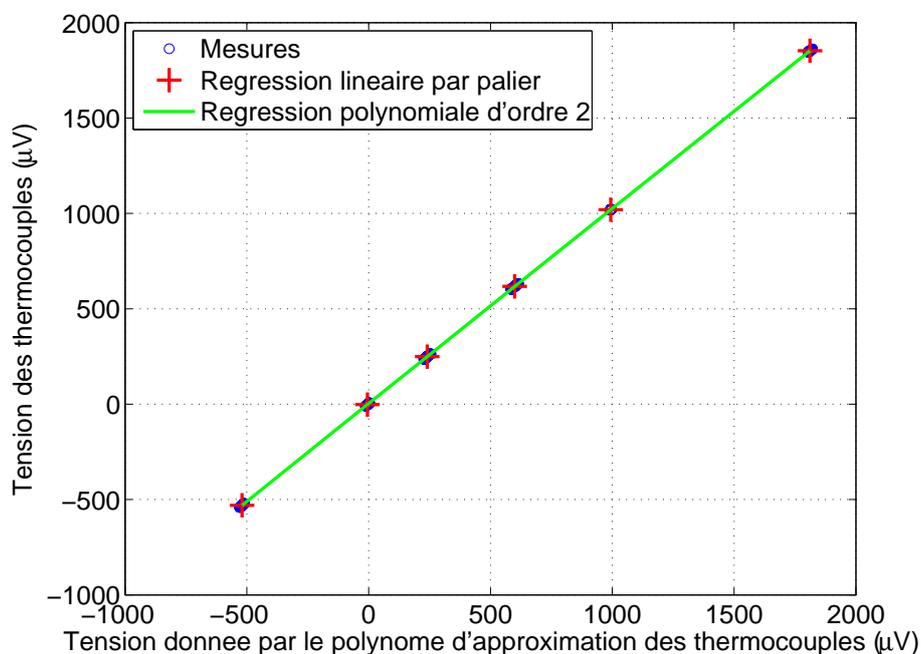


FIGURE D.10 – Cette figure présente la tension mesurée ($U_{mesuree}$) aux bornes du thermocouple 1 (voie 1001) en fonction de la tension donnée par le polynôme d'approximation D.2 (U_{EIT-90}) pour une température correspondant à la différence de température entre la sonde de référence et la jonction froide. Sur ce graphe, les six croix rouges sont les points issus de la régression linéaire par paliers, c'est sur ces points que nous avons fait l'interpolation d'ordre 2.

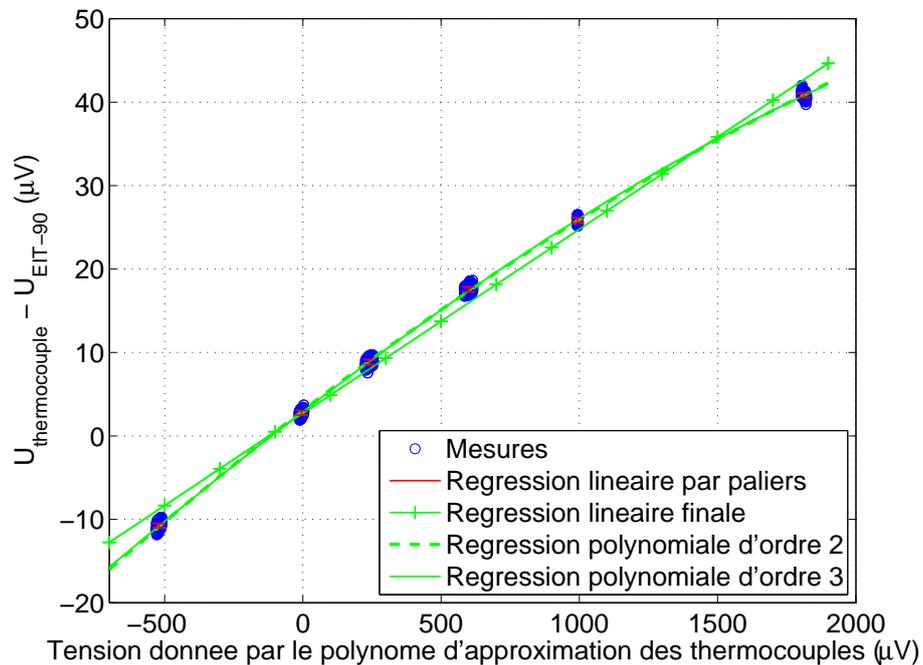


FIGURE D.11 – Sur ce graphe, nous avons retranché aux mesures (faites avec le thermocouple 1001) la droite de pente 1 qui correspond à la réponse standard (éq. D.2), et nous avons tracé les interpolations d’ordre 1, 2 et 3. Grâce aux écarts-types des six points (en rouge) nous pouvons voir qu’il est nécessaire d’aller à l’ordre 2 pour que l’interpolation polynomiale passe dans les barres d’erreur, mais aussi que l’ordre 3 n’apporte pas une précision supplémentaire conséquente (l’écart maximum entre les deux étant de $0,2 \mu\text{V}$).

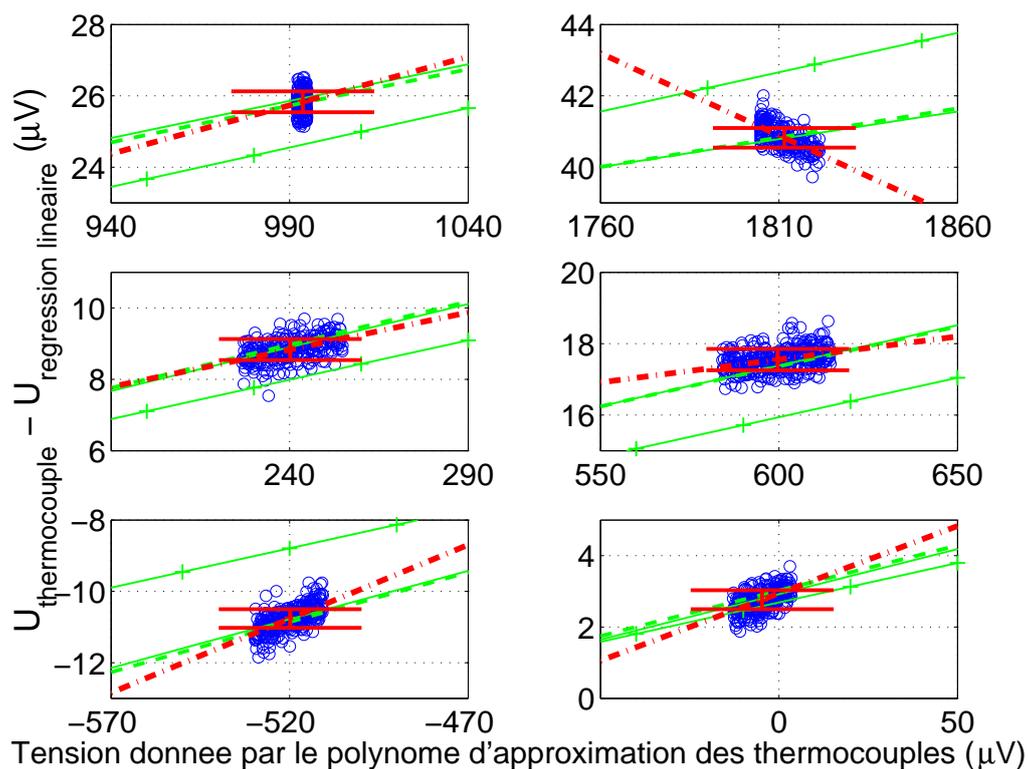


FIGURE D.12 – Cette figure présente un agrandissement sur les six points sur lesquels nous avons étalonné le thermocouple 1001, de bas en haut et de gauche à droite sont représentés les paliers à 10, 22,5, 30, 40, 50 et 70 $^{\circ}\text{C}$. Les ronds bleus représentent les mesures de tension des plages sélectionnées, la droite en pointillés rouges est la régression linéaire réalisée sur le palier, et le « I » rouge est le point moyen associé à cette régression. Les droites vertes pleines avec des croix, en pointillés et pleine représentent respectivement les interpolations d'ordre 1, 2 et 3. Pour cette figure, nous avons aussi retranché aux résultats la droite de pente 1.

Thermocouples (Voie)	a_{thermo} (μV^{-1})	b_{thermo}	c_{thermo} (μV)
1001	$-2,492.10^{-6}$	1,025	3,024
1002	$-2,357.10^{-6}$	1,025	2,887
1003	$-2,334.10^{-6}$	1,025	2,874
1004	$-2,436.10^{-6}$	1,026	2,914
1005	$-2,660.10^{-6}$	1,026	2,818
1006	$-2,649.10^{-6}$	1,026	2,917
1007	$2,290.10^{-6}$	-1,026	$-8,583.10^{-2}$
1008	$-2,329.10^{-6}$	1,026	2,867
1009	$-2,432.10^{-6}$	1,026	2,790
1010	$-2,512.10^{-6}$	1,027	2,813
1011	$-2,478.10^{-6}$	1,026	2,840
1012	$-2,229.10^{-6}$	1,025	2,409
1013	$-2,496.10^{-6}$	1,025	1,414
1014	$-2,276.10^{-6}$	1,024	2,931
1015	$-2,455.10^{-6}$	1,026	2,872
1016	$-2,397.10^{-6}$	1,025	2,911
1017	$-2,321.10^{-6}$	1,025	2,705
1018	$-2,524.10^{-6}$	1,026	2,878
1019	$-2,330.10^{-6}$	1,025	2,811
1021	$-2,480.10^{-6}$	1,026	3,061
2001	$-2,496.10^{-6}$	1,026	2,040
2002	$-2,364.10^{-6}$	1,026	1,782
2003	$-2,487.10^{-6}$	1,027	1,658
2004	$-2,460.10^{-6}$	1,026	1,778
2005	$-2,384.10^{-6}$	1,025	1,809
2006	$-2,496.10^{-6}$	1,025	1,805
2007	$-2,422.10^{-6}$	1,025	1,802
2008	$-2,530.10^{-6}$	1,026	1,659
2009	$-2,498.10^{-6}$	1,026	1,677
2010	$-2,387.10^{-6}$	1,026	1,724
2011	$-2,371.10^{-6}$	1,027	1,684
2012	$-2,361.10^{-6}$	1,026	1,662
2013	$-2,401.10^{-6}$	1,025	1,720
2014	$-2,408.10^{-6}$	1,026	1,513
2015	$-2,673.10^{-6}$	1,025	1,830
2016	$-2,468.10^{-6}$	1,026	1,595
2017	$-2,492.10^{-6}$	1,026	1,725
2018	$-2,634.10^{-6}$	1,026	1,721
2019	$-2,508.10^{-6}$	1,026	1,897
2021	$-2,566.10^{-6}$	1,024	1,883

TABLE D.3 – Résultats de l'interpolation polynomiale d'ordre 2 sur les 40 thermocouples.

	Calibre	Précision
Tension des thermocouples (de l'ordre du mV)	100 mV	$\pm 4 \mu\text{V}$
Température de la sonde de référence (entre 10 et 70°C)	200 Ω	$\pm 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$
Résistance des sondes Pt100 (de l'ordre de 105 Ω)	1 k Ω	$\pm 20 \text{ m}\Omega$

TABLE D.4 – Précision des mesures liée à l'acquisition lors de l'étalonnage des thermocouples (données constructeur). La sonde de référence est une sonde platine, nous devons donc fixer le calibre en Ω , mais le PHP601 nous donne directement des températures en $^\circ\text{C}$ (l'étalonnage de la sonde est intégré).

Incertitude sur la température des jonctions froides

L'incertitude sur la mesure de température des jonctions froides est liée à l'incertitude de mesure des sondes Pt100. Pour ce calcul d'incertitude, nous ferons l'approximation, sans conséquence sur les résultats, que les réponses des sondes platines sont linéaires avec la température ($R_{Pt100} = b_{Pt100}T_{Pt100} + c_{Pt100}$), cela se justifie par la prédominance de b_{Pt100} ($\sim 0,4 \text{ } \Omega \cdot \text{K}^{-1}$) devant $a_{Pt100}T_{Pt100}$ ($\sim 0,6 \text{ m}\Omega \cdot \text{K}^{-1}$) dans l'équation D.1.

Pour le calculs des incertitudes des sondes Pt100 nous prendrons les grandeurs caractéristiques suivantes :

- $dR_{Pt100} = 0,25 \text{ m}\Omega$;
- $R_{Pt100} = 110 \text{ } \Omega$;
- $dT_{ref} = 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$;
- $T_{ref} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$;
- $T_{Pt100} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$;
- $b_{Pt100} = 0,4 \text{ } \Omega$;
- $c_{Pt100} = 100 \text{ } \Omega$.

Dans un premier temps nous calculons les incertitudes sur les coefficients b_{Pt100} et c_{Pt100} par analyse dimensionnelle :

$$\frac{db_{Pt100}}{b_{Pt100}} \sim \frac{dR_{Pt100}}{R_{Pt100}} + \frac{dT_{ref}}{T_{ref}} \sim 4 \cdot 10^{-2}\% ; \quad (\text{D.4a})$$

$$\frac{dc_{Pt100}}{c_{Pt100}} \sim \frac{dR_{Pt100}}{R_{Pt100}} \sim 2 \cdot 10^{-4}\% . \quad (\text{D.4b})$$

En réalité, l'erreur sur la mesure de la résistance est tellement faible que l'incertitude sur la résistance est négligeable devant celle sur la température :

$$\frac{dR_{Pt100}}{R_{Pt100}} \ll \frac{dT_{ref}}{T_{ref}} .$$

Nous pouvons maintenant estimer l'erreur sur la mesure de température avec les sondes Pt100 :

$$T_{Pt100} = \frac{R_{Pt100} - c_{Pt100}}{b_{Pt100}} ; \quad (\text{D.5a})$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_{Pt100}}{T_{Pt100}} &= \frac{d(R_{Pt100} - c_{Pt100})}{R_{Pt100} - c_{Pt100}} + \frac{db_{Pt100}}{b_{Pt100}} \\ &= \frac{dR_{Pt100} + dc_{Pt100}}{b_{Pt100}T_{Pt100}} + \frac{db_{Pt100}}{b_{Pt100}} \\ &= \frac{dR_{Pt100} + dc_{Pt100}}{b_{Pt100}T_{Pt100}} + \frac{db_{Pt100}}{b_{Pt100}} . \end{aligned} \quad (\text{D.5b})$$

L'incertitude sur la mesure de température des sondes Pt100 est donc de 0,04%, soit une erreur sur la mesure de la température (en °C) de $\pm 0,01^\circ\text{C}$. Nous pouvons donc constater que la précision sur la mesure de température de nos jonctions froides est très bonne, elle est du même ordre que celle de la sonde de référence étalonnée par AOIP.

Incertitude sur la mesure de température par thermocouple

Le calcul d'incertitude sur la mesure de température par thermocouple se fait en deux étapes : le calcul d'incertitude sur la tension normalisée (U_{EIT-90}), puis la traduction de cette incertitude sur la température via la fonction de référence (D.2).

Comme précédemment, nous ne considérerons que les deux derniers termes du polynôme d'interpolation donnant la tension mesurée en fonction de la tension normalisée (éq. D.3) :

$$U_{mesuree} = b_{thermo}U_{EIT-90} + c_{thermo}.$$

Pour les calculs des incertitudes des thermocouples nous prendrons les grandeurs caractéristiques suivantes :

- $dU_{mesuree} = 0,4 \mu\text{V}$;
- $U_{mesuree} = 1000 \mu\text{V}$;
- $U_{EIT-90} = 1000 \mu\text{V}$;
- $dT_{ref} = 0,01^\circ\text{C}$;
- $T_{ref} = 25^\circ\text{C}$;
- $dT_{Pt100} = 0,01^\circ\text{C}$;
- $T_{Pt100} = 25^\circ\text{C}$;
- $b_{thermo} = 1$;
- $c_{thermo} = 2 \mu\text{V}$.

La fonction D.2 servant de référence, nous ne considérons pas d'incertitude sur les coefficients donnés dans la table D.2. Dans un premier temps nous regarderons les incertitudes sur b_{thermo} et c_{thermo} .

L'erreur faite sur la pente b_{thermo} est due à l'erreur faite sur la mesure ($U_{mesuree}$) et à celle faite sur le calcul de la tension normalisée (U_{EIT-90}). Cette dernière est directement liée à l'incertitude sur la mesure de la température de référence (T_{ref}) et sur la température des jonctions froides ($T_{jonction}$) :

$$U_{EIT-90} \sim b_1(T_{ref} - T_{jonction}) + b_0 ; \quad (\text{D.6a})$$

$$dU_{EIT-90} \sim b_1(dT_{ref} + dT_{jonction}) \sim 0,8 \mu\text{V}. \quad (\text{D.6b})$$

L'erreur sur b_{thermo} est donc :

$$b_{thermo} \sim \frac{U_{mesuree}}{U_{EIT-90}} ; \quad (\text{D.7a})$$

$$\frac{db_{thermo}}{b_{thermo}} \sim \frac{dU_{mesuree}}{U_{EIT-90}} + \frac{dU_{EIT-90}}{U_{mesuree}} \sim 0,1\% ; \quad (\text{D.7b})$$

$$(\text{D.7c})$$

et celle sur l'offset c_{thermo} est directement liée à celle faite sur la mesure de tension :

$$dc_{thermo} \sim dU_{thermo} \sim 0,3 \mu\text{V}. \quad (\text{D.8a})$$

L'incertitude sur la température mesurée par les thermocouples est obtenue en approchant le polynôme D.3 à l'ordre 1, et en remplaçant la tension normalisée par la fonction de référence D.2, elle aussi approchée à l'ordre 1 :

$$U_{mesuree} \sim b_{thermo}(b_1(T_{mesuree} - T_{jonction}) + b_0) + c_{thermo} ; \quad (D.9a)$$

$$T_{mesuree} \sim \frac{U_{mesuree} - c_{thermo}}{b_1 b_{thermo}} - \frac{b_0}{b_1} + T_{jonction} ; \quad (D.9b)$$

$$dT_{mesuree} \sim d\left(\frac{U_{mesuree} - c_{thermo}}{b_1 b_{thermo}}\right) + dT_{jonction} ; \quad (D.9c)$$

$$dT_{mesuree} \sim \frac{U_{mesuree} - c_{thermo}}{b_1 b_{thermo}} \left(\frac{d(U_{mesuree} - c_{thermo})}{U_{mesuree} - c_{thermo}} + \frac{d(b_1 b_{thermo})}{b_1 b_{thermo}} \right) + dT_{jonction} ; \quad (D.9d)$$

$$dT_{mesuree} \sim \frac{U_{mesuree} - c_{thermo}}{b_1 b_{thermo}} \left(\frac{dU_{mesuree} + dc_{thermo}}{U_{mesuree} - c_{thermo}} + \frac{db_{thermo}}{b_{thermo}} \right) + dT_{jonction}. \quad (D.9e)$$

L'incertitude sur la mesure de température faite avec nos thermocouples est donc au final de $0,05^\circ\text{C}$.

Conclusion

Il convient cependant d'être prudent avec ces calculs d'incertitude. En effet, le calcul d'erreur par différenciation des équations conduit en général à surestimer les erreurs car il somme les valeurs absolues des erreurs. C'est pourquoi dans le cas des thermocouples nous limitons l'incertitude à $\pm 0,05^\circ\text{C}$, et dans celui des sondes platines nous majorons l'incertitude. Par conséquent, les températures absolues mesurées seront données avec une incertitude de

- $\pm 0,02^\circ\text{C}$ pour les sondes Pt100 ;
- $\pm 0,05^\circ\text{C}$ pour les thermocouples.

Annexe E

Étalonnage du micro-thermocouple

E.1 Principe de l'étalonnage

L'étalonnage du micro-thermocouple n'a pas été fait avec le système utilisé pour les 40 thermocouples du banc d'essais pour deux raisons : tout d'abord parce que le cylindre en cuivre utilisé précédemment nécessitait l'utilisation d'un grand bain thermostaté, or notre bain était occupé par le banc d'essais qui était en fonctionnement ; et de plus, le thermocouple de 25 μm est trop fragile pour que l'on puisse l'insérer dans un bloc de cuivre en assurant un bon contact sans le casser.

L'étalonnage s'est fait en trois temps :

- l'étalonnage de la sonde Pt100 qui mesure la température de la jonction froide ;
- la mise en place de la jonction froide ;
- l'étalonnage du thermocouple.

Le micro-thermocouple ainsi que la sonde platine utilisée pour la jonction froide sont branchés sur un multimètre Keithley 2701.

E.1.15 Banc d'étalonnage

Pour cet étalonnage, nous avons utilisé une fontaine à reflux fabriquée au laboratoire. Ce système présente deux avantages : il assure une température quasi homogène sur toute la hauteur de la sonde de référence (40 cm), et il est facilement utilisable pour des thermocouples très fragiles. La fontaine à reflux est schématisée sur la figure E.1 ; elle est composée de deux cylindres en cuivre : un cylindre central rempli d'eau dans lequel sont plongés les capteurs à étalonner ainsi que la sonde de référence (l'eau sert à homogénéiser la température dans le cylindre) ; et un cylindre externe le long duquel l'eau du bain thermostaté vient ruisseler, assurant ainsi une température quasi homogène sur toute sa hauteur. Les capteurs à étalonner sont ici plaqués contre la sonde de référence à l'aide d'adhésif en aluminium, ce qui assure une bonne homogénéité de la température entre le capteur et la sonde.

E.2 Résultats

E.2.16 Étalonnage de la sonde platine

L'étalonnage de la sonde platine a été fait à l'aide de la fontaine à reflux décrite précédemment pour 3 paliers de température (consigne donnée au bain thermo-

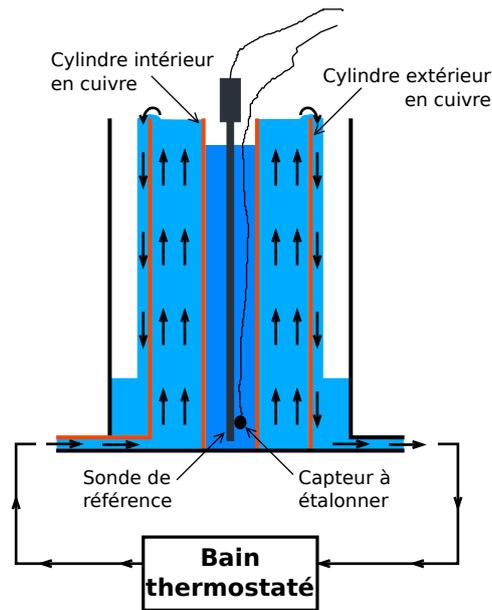


FIGURE E.1 – Schéma de la fontaine à reflux utilisée pour l'étalonnage du micro-thermocouple.

staté) : 20, 25 et 30°C. Ces températures ont été choisies comme représentatives des températures qu'il pourrait y avoir dans la salle d'expérience (nous rappelons que cette salle est climatisée).

La figure E.2 montre les réponses de la sonde de référence (fig. E.2(a)) et de la sonde Pt100 (fig. E.2(b)) lors de l'étalonnage à 25°C. Nous constatons ici que le régime quasi-établi est atteint au bout d'une demi-heure. La légère croissance de température constatée provient de la variation de la température de la salle qui est régulée à $\pm 1^\circ\text{C}$.

La courbe d'étalonnage de la sonde platine a été obtenue par interpolation polynomiale de degré 2 sur la moyenne de chaque palier (comme pour les sondes platines utilisées pour les 40 thermocouples du banc d'essai). Nous avons effectué une moyenne sur 500 points (soit 1h07), sur une plage où la température est la plus stable, pour chaque palier de température (de 53 min à 2h pour le palier à 25°C) ; puis nous avons effectué notre interpolation polynomiale d'ordre 2 sur les points moyens.

La figure E.3 présente l'interpolation faite sur la mesure de la résistance des sondes platines. Nous avons aussi tracé sur cette figure les écarts-types des mesures ; nous voyons bien ici que l'incertitude de mesure annoncée par Keithley (17 m Ω) est bien supérieure à nos écarts-types ($\sim 0,8$ m Ω). Nous verrons la même chose avec les thermocouples, ceci est dû à l'erreur systématique prise en compte par Keithley, dont nous nous affranchissons avec l'étalonnage. Nous utiliserons pour les calculs d'incertitude l'erreur aléatoire estimée de 0,8 m Ω .

L'interpolation polynomiale d'ordre 2 pour chaque sonde, s'écrit :

$$R_{Pt100} = a_{Pt100}T^2 + b_{Pt100}T + c_{Pt100}; \quad (\text{E.1})$$

la température dans cette équation est exprimée en °C. Les coefficients d'interpolation, ainsi que l'écart-type des mesures par rapport à cette interpolation sont donnés dans le tableau E.1. Nous pouvons remarquer dans un premier temps que l'écart-type de cet étalonnage est environ trois fois plus élevé que celui obtenu lors

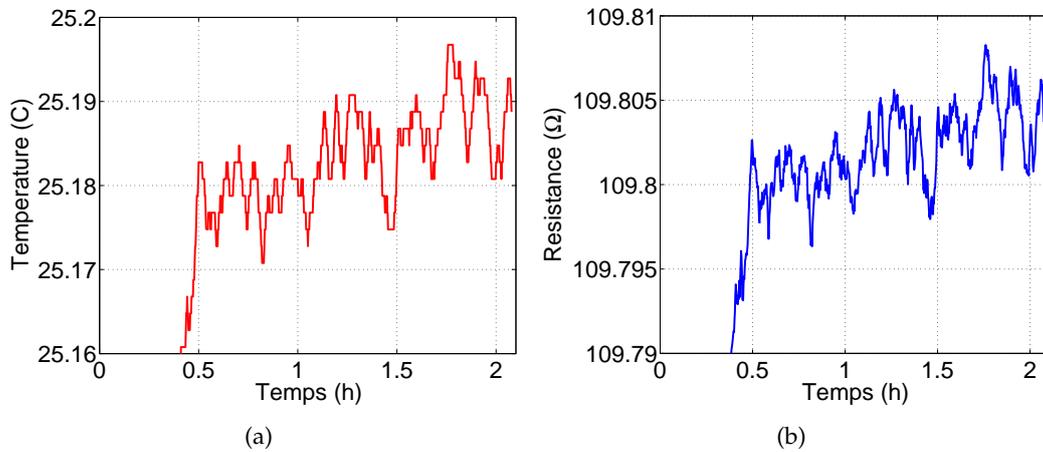


FIGURE E.2 – Ces deux courbes présentent un zoom de la température mesurée avec la sonde de référence (à gauche) et de la résistance de la sonde Pt100 (à droite) pour le palier à 25°C.

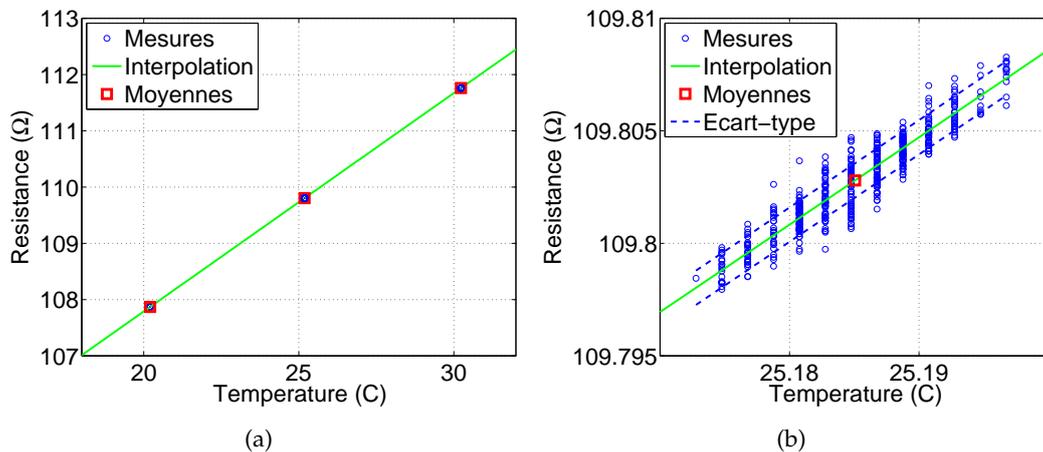


FIGURE E.3 – Figures présentant la mesure de la résistance de la sonde Pt100 en fonction de la température de référence pendant l'étalonnage. La figure de gauche montre l'ensemble de l'étalonnage, alors que celle de droite montre un agrandissement sur le palier à 25°C avec les écarts-types des différences entre les mesures et les interpolations. Les valeurs discrètes prises par la sonde de référence correspondent à la sensibilité de la mesure.

a_{Pt100} ($m\Omega.K^{-1}$)	b_{Pt100} ($m\Omega.K^{-1}$)	c_{Pt100} (Ω)	Écart-type ($m\Omega$)
$-4,943.10^{-2}$	390,7	99,9956	0,77

TABLE E.1 – Coefficients d’interpolation des sondes platines pour les jonctions froides.

de l’étalonnage des sondes platines des thermocouples du banc d’essai. Ceci est dû au fait que le dispositif utilisé ici est moins stable que celui utilisé précédemment : d’une part le bloc de cuivre permettait une meilleure homogénéisation de la température, et d’autre part, le bain thermostaté utilisé était plus stable et plus puissant que celui de la fontaine à reflux. Cependant cet écart-type reste tout à fait acceptable, surtout comparé à la précision de la mesure annoncée par le constructeur du multimètre Keithley qui est de $17\text{ m}\Omega$ (précision à 10 PLC qui correspond au temps d’intégration que nous avons utilisé pour l’étalonnage). Le calcul de l’incertitude (effectué comme dans l’annexe D) donne une précision sur la mesure de température à $\pm 0,014^\circ\text{C}$; cependant, comme pour les sondes platines du banc d’essai, nous considérerons une incertitude de $\pm 0,02^\circ\text{C}$ sur la mesure de la température de la jonction froide.

E.2.17 Étalonnage du micro-thermocouple

L’étalonnage du thermocouple est fait de la même façon que pour la sonde Pt100, il est attaché à la sonde de référence à l’aide d’adhésif aluminium, mais la soudure est laissée libre car trop fragile.

La plage de température balayée ici est complètement différente car elle doit correspondre à ce que nous serons amenés à mesurer dans le canal. Nous avons donc choisi les paliers suivants : 20, 25, 30, 35, 40, 45, et 50°C . Les mesures ont été faites avec un temps d’intégration de 5 PLC pendant au moins 45 min par palier de façon à avoir suffisamment de points (au moins 1000) en régime établi (les différences entre les temps de mesure sont principalement dues au temps de mise en température du bain). La figure E.4 présente la température mesurée par la sonde de référence, celle mesurée par la sonde platine, étalonnée précédemment (cf. §E.2.16), dans la jonction froide, ainsi que la tension enregistrée par le micro-thermocouple lors du palier à 40°C .

Dans un premier temps, nous constatons la bonne stabilité de la température imposée par le bain (voir la température de référence sur la figure E.4(a)) dont les variations maximales de température observées durant un palier sont de l’ordre de deux à trois fois l’incertitude de mesure de la sonde ($3 \times 0,01^\circ\text{C}$). De plus la température de la jonction froide est assez stable, la variation maximale de température observée est de l’ordre de $0,04^\circ\text{C}$ (palier à 30°C) soit 2 fois l’incertitude de mesure ($\sim 0,02^\circ\text{C}$). Cet écart est mesuré par rapport à l’évolution linéaire de la température ; par exemple, pour le palier à 40°C (fig. E.4(b)) la température augmente linéairement de $0,3^\circ\text{C}$ en 40 minutes mais les variations maximales de température autour de cette évolution sont de $0,01^\circ\text{C}$.

Le traitement utilisé pour l’étalonnage du micro-thermocouple est le même que celui utilisé pour les thermocouples présenté dans l’annexe D.

Nous tracerons donc toujours la tension mesurée en fonction de la tension normalisée (U_{EIT-90}) calculée avec la fonction de référence D.2 à partir des tempéra-

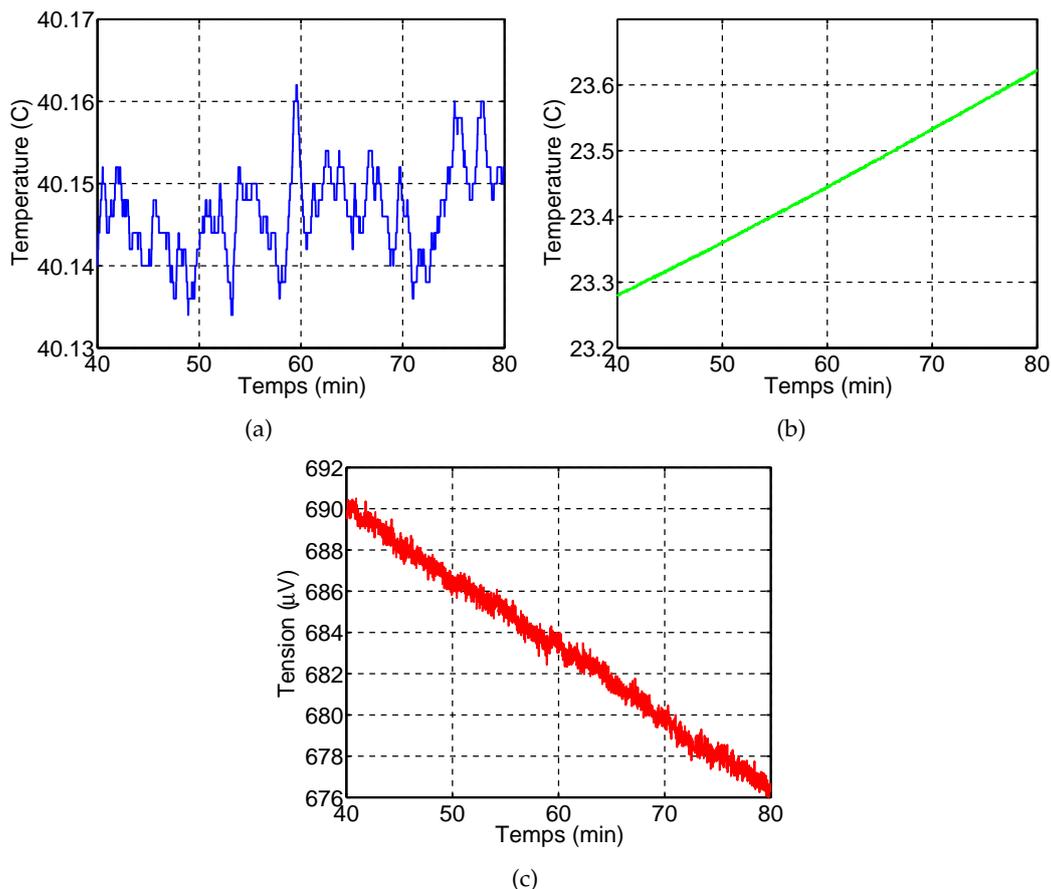


FIGURE E.4 – Cette figure présente les mesures faites pendant l'étalonnage du micro-thermocouple au palier à 40°C. La figure en haut à gauche montre l'évolution de la température mesurée par la sonde de référence. Celle en haut à droite présente l'évolution de la température de la jonction froide mesurée par la sonde platine étalonnée précédemment (cf. §E.2.16). Enfin, la figure du bas montre la tension mesurée aux bornes du micro-thermocouple.

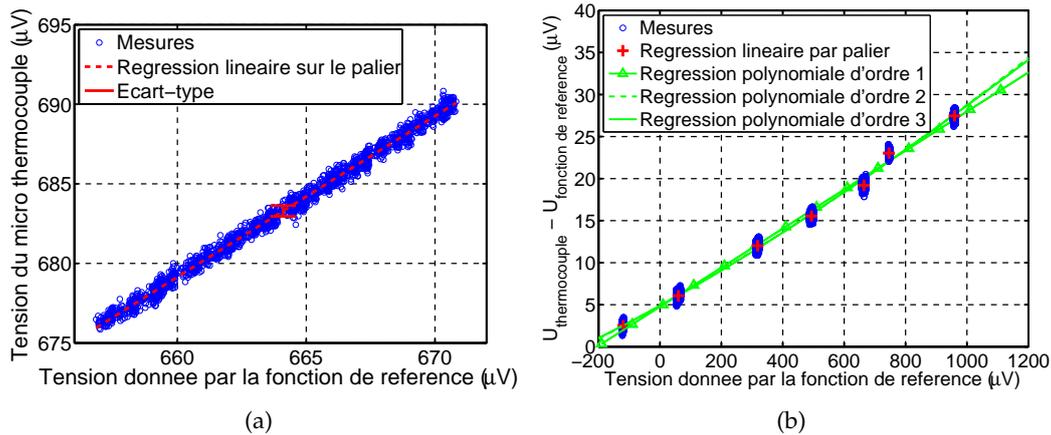


FIGURE E.5 – La figure E.5(a) présente la tension $U_{mesuree}$ en fonction de la tension U_{EIT-90} pour les écarts de température ($T_{ref} - T_{jonctionfroide}$) correspondants (ronds bleus). La variation de tension observée est due à la variation de la température de la pièce durant l'étalonnage. Les pointillés rouges représentent la régression linéaire appliquée aux mesures et le I rouge, le point moyen sur le palier. La figure E.5(b) montre la différence entre la tension $U_{mesuree}$ et la tension U_{EIT-90} en fonction de U_{EIT-90} . Les ronds bleus représentent les mesures faites pour chaque palier, les croix rouges sont les points moyens issus des régressions linéaires par palier, et les courbes vertes sont les régressions polynomiales faites sur les points moyens.

tures mesurées par la sonde de référence.

L'étalonnage du micro-thermocouple se fait en trois étapes :

- Sélection de la plage de mesure : Nous avons sélectionné pour chaque palier une plage comptant entre 1400 et 3000 points (~ 30 min à 1h05) où la température est suffisamment stable pour faire l'étalonnage.
- Calcul de chaque point d'étalonnage : En traçant la tension mesurée aux bornes du thermocouple en fonction de la tension normalisée (fig. E.5(a)), nous constatons que le nuage de points est bien approché par une droite de régression linéaire. La variation de température sur un palier est due à la variation de température de la pièce. Nous associons donc, à chaque palier, le point donné par la droite de régression linéaire à la tension normalisée moyenne. L'erreur associée à ce point est prise égale à l'écart-type de la différence entre les mesures et la droite.
- Calcul de la courbe d'étalonnage : Pour chaque palier nous avons donc 1 point d'étalonnage. Nous recherchons ensuite le polynôme de degré le plus faible passant à l'intérieur des bornes d'erreur de chaque point (cf. fig. E.5(b) et E.6(a)).

Ces différentes étapes sont illustrées par les figures E.5(a), E.5(b) et E.6(a). Le graphe E.5(a) présente les 1900 points de mesure sélectionnés pour le palier à 40°C en fonction de la tension donnée par la fonction de référence pour la différence de température (température de la sonde de référence moins température de la jonction froide) correspondante. Nous pouvons voir sur ce graphe que les mesures sont assez dispersées, ceci est dû à la température de la jonction froide qui est en constante augmentation durant l'étalonnage ($+0,3^\circ\text{C}$ en 40 minutes). Cette figure montre la régression linéaire appliquée au palier (pointillés rouges) ainsi que le point moyen résultant de cette régression (I rouge) qui servira pour la régression polynomiale finale.

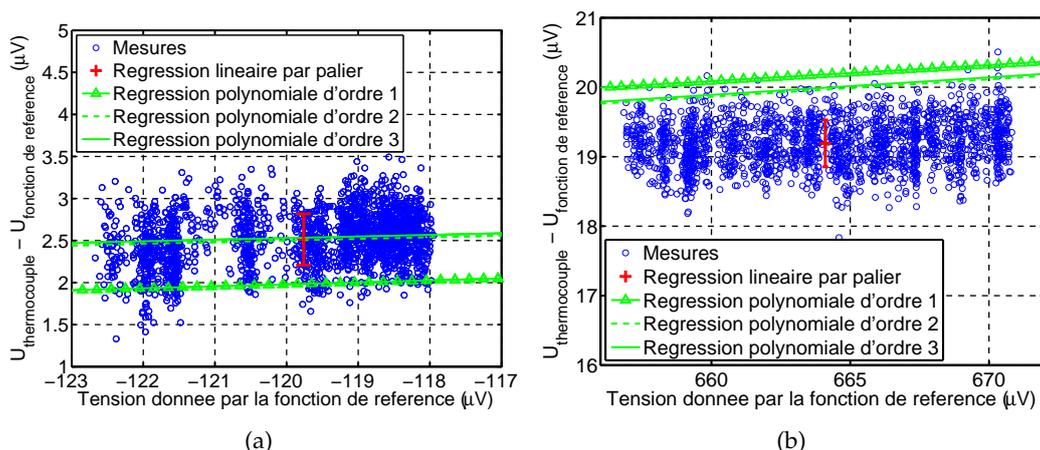


FIGURE E.6 – La figure E.6(a) présente un agrandissement de la figure E.5(b) sur le palier à 20°C. La figure E.6(b) présente l’agrandissement sur le palier à 40°C, ce palier est celui présentant le plus gros écart entre la régression linéaire sur le palier (croix rouge) et les régressions polynomiales. Les ronds bleus correspondent aux points de mesure auxquels nous avons retranché la tension obtenue par la fonction de référence, la croix rouge correspond au point moyen obtenu sur le palier par régression linéaire, et les trois courbes vertes montrent les régressions polynomiales d’ordre 1 (triangles), 2 (pointillés) et 3 (trait plein).

La figure E.5(b) présente l’ensemble des paliers sur lesquels nous avons calculés les régressions polynomiales d’ordre 1 (triangles verts), 2 (pointillés verts) et 3 (trait plein vert). Nous avons retranché à la tension mesurée, celle calculée à l’aide de la fonction de référence (droite de pente 1) pour mieux distinguer les écarts. Nous pouvons constater sur cette figure que les trois régressions sont très rapprochées. De plus nous constatons que les trois régressions proposées ne passent pas par les points correspondant à l’étalonnage à 40 et 45 °C (cf. fig. E.6(b), les régressions d’ordre supérieur ne donnent pas de meilleurs résultats). Nous choisirons pour l’étalonnage de ce micro-thermocouple, le polynôme d’interpolation de plus petit degré qui rentre dans le plus de barres d’incertitudes des points moyens (I rouge sur la figure E.5(a)). En réalité, les régressions d’ordre 2 et 3 satisfont cette condition pour tous les paliers sauf ceux à 40 et à 45 °C. La figure E.6(a) présente un zoom sur le palier à 20°C. Nous constatons ici, que seul la régression d’ordre 1 (triangles verts) ne satisfait pas notre critère ; par contre sur la figure E.6(b) nous constatons qu’aucune régression ne passe dans la barre d’erreur du palier à 40°C, néanmoins nous utiliserons une régression d’ordre 2.

Le polynôme d’interpolation choisi pour le micro-thermocouple est (en μV) :

$$U_{\text{mesuree}} = -3,4666.10^{-6}U_{EIT-90}^2 + 1,0204U_{EIT-90} + 4,8962. \quad (\text{E.2})$$

E.2.18 Incertitudes

Pour le calcul d’incertitude de la sonde platine nous garderons la même incertitude que celle choisie pour les sondes du banc d’essais (cf. annexe D) car elle est du même ordre de grandeur. Par contre, pour le micro-thermocouple, l’incertitude est déterminée par l’écart entre la régression linéaire à 40°C (croix rouge de la figure E.6(b)) et la régression polynomiale d’ordre 2 (pointillés verts). Pour calculer l’incertitude sur le thermocouple, nous choisissons de reprendre le calcul fait dans le

rapport de novembre 2010, en rajoutant $1 \mu\text{V}$ d'erreur (ce qui correspond à l'erreur faite par la régression par rapport au point à $40 \text{ }^\circ\text{C}$) sur le coefficient c_{thermo} . Ce calcul donne une incertitude de $0,08 \text{ }^\circ\text{C}$ sur la mesure de température.

Les températures absolues mesurées seront donc données avec une incertitude de :

- $\pm 0,02^\circ\text{C}$ pour les sondes Pt100 ;
- $\pm 0,08^\circ\text{C}$ pour les thermocouples.

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : DAVERAT

DATE de SOUTENANCE : 15 octobre 2012

Prénoms : Christophe, Dominique, Marc

TITRE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA CONVECTION NATURELLE EN CANAL VERTICAL À FLUX DE CHALEUR IMPOSÉ – APPLICATION AU RAFRAÎCHISSEMENT PASSIF DE COMPOSANTS ACTIFS DE L'ENVELOPPE DES BÂTIMENTS

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2012-ISAL-0093

École doctorale : Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)

Spécialité : Énergétique

RÉSUMÉ : La réduction de la consommation énergétique des bâtiments passe par : l'économie d'énergie, l'efficacité énergétique et l'utilisation des énergies renouvelables pour une production locale d'électricité. Sur ce dernier point, l'intégration à grande échelle de composants photovoltaïques (PV) est une solution. Le rendement et la durée de vie des cellules PV en silicium cristalin diminuant avec l'augmentation de leur température de fonctionnement, il est essentiel de mettre au point des configurations d'intégration limitant leur échauffement. L'intégration en configuration de double-peau (toiture ou façade) – la surface PV est séparée du bâtiment par une lame d'air – est une solution prometteuse. Sous l'effet de la chaleur, un écoulement de convection naturelle se met en place entre les deux parois, refroidissant ainsi les panneaux PV. Cet écoulement peut également servir de moteur pour la ventilation en été, et de préchauffage de l'air en hiver.

Cette étude, expérimentale, fait partie d'un projet visant à comprendre le fonctionnement des double-peaux PV en analysant séparément les différents phénomènes physiques avant de prendre en compte l'ensemble des couplages. Elle porte plus particulièrement sur la convection naturelle au sein des double-façades verticales. Ici, la double-peau est modélisée par un canal vertical dont les deux parois principales sont chauffées sous des conditions de flux imposé.

Un banc d'essais a donc été développé pour étudier la convection naturelle dans un canal vertical en eau. L'eau a été choisie pour se placer dans le cas d'un écoulement de convection pure (pas de rayonnement entre les parois du canal). C'est un canal vertical de 65 cm de haut avec un écartement réglable placé dans une cuve de 1,5 m de haut contenant environ 160 L d'eau. Les parois sont chauffées à l'aide de 24 chaufferettes indépendantes délivrant un flux de chaleur uniforme, ce qui permet d'appliquer différentes configurations de chauffage (symétrique, asymétrique, uniforme, alterné, etc). Des mesures de flux et de température sont réalisées au niveau des parois, et un système couplant de la velocimétrie laser Doppler (LDV) deux composantes à un micro-thermocouple (25 μm) a été développé pour avoir accès à la vitesse verticale et horizontale et à la température dans le canal.

Ce banc et son instrumentation sont décrits en détail et toutes les incertitudes de mesure associées ont été caractérisées. La configuration de chauffage uniforme symétrique a été étudiée ici au travers des profils de vitesse et de température dans le canal pour différentes puissances injectées (de 46 à 562 W). Les profils de vitesse et de température moyennes mettent en évidence la présence d'un changement de régime d'écoulement dans le canal pour un nombre de Rayleigh identifié. L'étude approfondie des profils des fluctuations de vitesse et de température a permis de mettre au point une modélisation comportementale de ce changement de régime. De plus, une première approche est développée pour évaluer la pression dans le canal à partir de l'analyse et de l'estimation des différents termes de l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

MOTS-CLÉ : photovoltaïque intégré (BIPV), double-façade, double-peau, convection naturelle, étude expérimentale, eau, canal vertical, flux imposé, mesures de vitesse par LDV, mesures de température et de flux, corrélations croisées des fluctuations de vitesse.

Laboratoire(s) de recherches : Centre de Thermique de Lyon (CETHIL UMR5008)

Directeurs de thèse : Christophe Ménézo, Shihe Xin, Hervé Pabiou

Président de jury :

Composition du jury : Hassan BOUIA, Francesca CHILLA, Christian INARD, Christophe MÉNÉZO, Hervé PABIU, Guillaume POLIDORI, Daniel ROUSSE, Shihe XIN